



Mesure du Rapport d'Embranchement des Désintégrations Supprimées de Couleur anti-B0- \rightarrow D(*)0 π^0 , η , ω et η' dans l'Expérience BaBar.

Xavier Prudent

► To cite this version:

Xavier Prudent. Mesure du Rapport d'Embranchement des Désintégrations Supprimées de Couleur anti-B0- \rightarrow D(*)0 π^0 , η , ω et η' dans l'Expérience BaBar.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2008. Français. NNT : . tel-00321765

HAL Id: tel-00321765

<https://theses.hal.science/tel-00321765>

Submitted on 15 Sep 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Laboratoire d'Annecy-le-Vieux
de Physique des Particules

LAPP-T-2008-01

Université de Savoie

THÈSE

présentée par

Xavier PRUDENT

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES

Spécialité: Physique des Particules

Mesure du rapport d'embranchement des désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$, $h^0 = \pi^0, \eta, \omega, \eta'$, avec l'expérience BaBar

Soutenue le 5 juin 2008 devant le jury composé de :

- Aldo Deandrea Président du Jury
- Patrick Koppenburg, Rapporteur
- Heiko Lacker
- Jean-Pierre Lees, Directeur de thèse
- Sören Prell
- Marie-Hélène Schune, Rapporteur
- Vincent Tisserand, Co-directeur de thèse



IN2P3

INSTITUT NATIONAL DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE
ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES



*Ceux qui ne savent rien en savent toujours autant
que ceux qui n'en savent pas plus qu'eux.*

Pierre Dac

Remerciements

Une thèse c'est comme un enfant, ça ne se fait pas tout seul. C'est pourquoi je commencerai par remercier tous ceux sans qui ce travail n'aurait pas pu aboutir.

Mes premiers remerciements vont à la direction du LAPP et au groupe *BABAR* pour m'avoir accueilli et offert de travailler sur un sujet très riche.

Je remercie tout particulièrement mes directeurs de thèse Jean-Pierre Lees et Vincent Tisserand pour leur encadrement. Jean-Pierre, véritable "renard des surfaces", a en effet montré en de maintes occasions son efficacité stupéfiante à débusquer les moindres failles de l'analyse. Pour avoir connu de nombreux doctorants dans des domaines aussi divers que la littérature, l'histoire ou la physique théorique, j'ai pu apprécier la très forte implication de Vincent dans l'encadrement de ma thèse.

Grâce au groupe *BABAR*, j'ai, entre autres, eu la précieuse opportunité de travailler huit mois à SLAC en Californie et de découvrir ainsi la réalité quotidienne d'une expérience en physique des particules.

Je remercie d'ailleurs Nicolas Arnaud pour son secours lors de notre installation en Californie, ainsi que pour son aide durant tout le séjour. Je remercie également Vincent Poireau pour son aide et sa très grande disponibilité (ainsi que son calme) tout au long de ma thèse.

Je remercie les comités de lecture internes à *BABAR* (en particulier Yury Kolomensky, Matteo Rama, Peter Kim, Giovanni Marchiori et Heiko Lacker) pour la lecture attentionnée de mon travail. Leurs commentaires et questions ont en effet permis d'en améliorer grandement la qualité.

Je remercie les membres du jury Aldo Deandrea, Heiko Lacker, Sören Prell et en particulier un grand merci à Patrick Koppenburg et Marie-Hélène Schune pour avoir accepté d'être rapporteurs ainsi que pour leur disponibilité et nos longues discussions par téléphone.

Ce travail n'aurait jamais pu voir le jour sans l'effort quotidien des services informatiques du LAPP, du CCIN2P3 (en particulier Jean-Yves Nief) et de SLAC, que je remercie pour leur efficacité et leur diligence.

Je remercie Emmanuel Latour, Grégory Sanguinetti et Stéphane T'Jampens pour nos discussions enrichissantes.

Je remercie enfin ma famille pour leur soutien et pour m'avoir inculquer le goût du travail. Je n'oublie évidemment pas Rachel, qui a su me supporter durant les derniers mois de rédaction et à qui je prédis une brillante carrière éditoriale.

Table des matières

1	Physique des mésons B et suppression de couleur	9
1.1	Le rapport d'embranchement \mathcal{BF}	11
1.2	Le quark b , cinquième quark	11
1.3	Les désintégrations supprimées de couleur	16
1.4	La violation de CP dans le système des quarks	18
1.4.1	Big Bang et asymétrie matière anti-matière dans l'univers	18
1.4.2	Les symétries discrètes C , P et T	18
1.4.3	La violation de CP	19
1.4.4	La violation de CP dans le Modèle Standard	21
1.4.5	La matrice CKM	23
1.4.6	Le triangle d'unitarité	25
1.4.7	Mesure de la violation de CP dans $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$	29
1.5	Phénoménologie de l'interaction forte dans les mésons B .	39
1.5.1	La factorisation "naïve"	44
1.5.2	La théorie effective $SCET$	48
1.5.3	Une autre approche: les modèles effectifs $pQCD$.	54
2	Le collisionneur PEP-II et le détecteur BABAR	55
2.1	Le collisionneur PEP-II	57
2.2	Le détecteur BABAR	61
2.2.1	Le détecteur de vertex en silicium (SVT)	62
2.2.2	La chambre à fils (DCH)	64
2.2.3	Travaux sur la DCH durant ma période d' <i>Operation Manager</i>	66
2.2.4	Le détecteur Čerenkov ($DIRC$)	69
2.2.5	Le calorimètre électromagnétique (EMC)	73
2.2.6	L'aimant supra-conducteur	74
2.2.7	Le retour de flux instrumenté (IFR)	75
2.3	Reconstruction et identification des particules	76
2.3.1	La reconstruction des traces avec le SVT et la DCH	76
2.3.2	L'identification des particules chargées avec la DCH	79
2.3.3	L'identification des kaons chargés	80
2.3.4	La reconstruction et la sélection des photons	82
2.4	Acquisition et traitement des données	85
2.4.1	Le système de déclenchement	85
2.4.2	Le système d'acquisition	85
2.4.3	La segmentation des données	85
3	Reconstruction et sélection des événements $B\bar{B}$	87
3.1	Les événements étudiés: données et simulations	89
3.1.1	La reconstruction des mésons B dans les canaux $D^{(*)0}h^0$	89
3.1.2	Principaux bruits de fond des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$	90
3.1.3	Les données récoltées par BABAR	92

3.1.4	Les simulations Monte Carlo (<i>MC</i>)	92
3.1.5	Filtrage préliminaire des données (<i>skimming</i>)	95
3.2	La sélection des particules intermédiaires	97
3.2.1	Sélection des mésons $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	97
3.2.2	Sélection des mésons $\eta \rightarrow \gamma\gamma$	103
3.2.3	Sélection des mésons $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	107
3.2.4	Sélection des mésons $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	110
3.2.5	Sélection des mésons $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	113
3.2.6	Sélection des mésons $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	115
3.2.7	Sélection des mésons $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$	117
3.2.8	Sélection des mésons $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	119
3.2.9	Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	121
3.2.10	Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	124
3.2.11	Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	128
3.2.12	Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$	130
3.2.13	Sélection des mésons $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$	133
3.2.14	Sélection des mésons $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$	135
3.3	La sélection des événements $B\bar{B}$	137
3.3.1	Les variables cinématiques m_{ES} et ΔE	137
3.3.2	Les variables topologiques	139
3.4	La sélection des événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$	144
3.4.1	Distributions angulaires de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$	144
3.4.2	Distributions angulaires de la désintégration des D^{*0}	145
3.4.3	Véto des modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$	146
3.4.4	Choix du meilleur candidat B	146
3.5	La correction des simulations Monte-Carlo	158
3.5.1	Les corrections d'efficacité standards dans <i>BABAR</i>	158
3.5.2	Etude de la résolution de reconstruction dans $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$	163
3.5.3	Les échantillons de contrôle $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, $D^{(*)0}\rho^-$	164
3.6	Nombre d'événements de signal et performance attendus	170
3.7	Comparaison avec les résultats précédents de <i>BABAR</i>	176
4	Extraction du nombre d'événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$	179
4.1	Choix de la variable pour l'extraction	181
4.2	Les fonctions de densité de probabilité (<i>pdf</i>)	182
4.3	Distributions de ΔE dans les simulations	188
4.4	La méthode d'extraction : un ajustement itératif	188
4.5	Etude de la fidélité de la méthode d'extraction (<i>toy</i>)	206
4.6	Etude des bas-côtés de la distribution de ΔE	206
4.6.1	Désaccord <i>MC</i> -données pour $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$	207
4.6.2	Etude du bruit $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ dans les données	207
5	Calcul des incertitudes systématiques	215
5.1	Reconstruction des γ/π^0	217
5.2	Identification des particules chargées	218
5.3	Reconstruction des traces et des mésons K_S^0	218
5.4	Rapports d'embranchements \mathcal{BF} secondaires	218
5.5	Nombre de paires $B\bar{B}$ dans les données	219
5.6	Nombre d'événements simulés	219
5.7	Sélection sur la masse des résonances	220
5.8	Sélection sur le Fisher de forme	220
5.9	Sélection sur les résonances $D^{(*)0}$	220
5.10	Sélection sur l'hélicité des résonances	221
5.11	Simulation de l'hélicité du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$	221

5.12	Paramétrisation de la <i>pdf</i> du signal	221
5.13	Paramétrisation de la <i>pdf</i> du bruit de fond combinatoire	221
5.14	Proportion $B^- \rightarrow D^0 \rho^- / B^- \rightarrow D^{*0} \rho^-$	222
5.15	Rapport d'embranchement des modes de diaphonie	223
5.16	Forme de la <i>pdf</i> des modes de diaphonie	223
5.17	Combinaison des incertitudes systématiques	223
6	Mesure du rapport d'embranchement dans les données	227
6.1	Mesure du rapport d'embranchement avec les Runs 1 à 6	229
6.1.1	Ajustement de ΔE et nombres d'événements	229
6.1.2	Rapports d'embranchements	234
6.2	Mesure du rapport d'embranchement avec les Runs 1 et 2	244
6.3	Comparaison avec les prédictions théoriques	244
6.3.1	Etude par symétrie d'isospin	245
6.3.2	Prédictions sur les rapports d'embranchement	247
A	Diaphonie entre modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$	251
B	La fonction de <i>Novosibirsk</i> modifiée	261
C	Le discriminant de Fisher	263
D	Le réseau de neurones	265
E	Calcul de distributions angulaires	269
E.1	Cas général d'une désintégration à deux corps	269
E.2	L'angle du B θ_B dans la réaction $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$:	270
E.3	L'angle de Dalitz θ_D dans la désintégration $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$:	270
E.4	L'angle d'hélicité θ_N dans la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$:	271
F	Distributions des pulls	273

Introduction

L'expérience *BABAR* a été construite afin d'étudier la violation de la symétrie CP par l'interaction faible dans le système des mésons B , ce qui nécessite la reconstruction exclusive de canaux de désintégrations de B très rares. Le 7 avril 2008, l'expérience *BABAR* s'est arrêtée après 8 ans de prise de données pendant lesquels les performances du collisionneur $PEP-II$ et du détecteur *BABAR* ont dépassé les prévisions. Les désintégrations de plus de 454 millions de paires de mésons B ont été enregistrées, ce qui en fait, avec l'expérience Belle, le plus grand lot de mésons B . Ainsi 17 ans après la découverte des mésons B , les usines à B atteignent une précision inégalée dans la mesure de la violation de CP .

La désintégration des mésons B en hadrons fait intervenir d'une part l'interaction faible pour la désintégration et d'autre part l'interaction forte pour l'hadronisation de l'état final. La mesure précise de la violation de CP nécessite de décorréler les effets de l'interaction faible des effets "parasites" dus à l'interaction forte. Malheureusement la phénoménologie de l'interaction forte dans les désintégrations hadroniques des B se heurte à des difficultés théoriques. Le traitement perturbatif du Lagrangien QCD n'est en effet pas applicable à l'échange de gluons de faibles énergies, qui doit alors être décrit par un modèle. Ainsi, à cause de la complexité des éléments de matrice hadronique, les travaux de phénoménologie ont longtemps été basés sur des modèles simples et des hypothèses. Les différents modèles qui tentent de décrire les désintégrations hadroniques du B en incluant les interactions fortes peuvent être classés en trois types :

- les modèles de factorisation, où les effets non-factorisables sont inclus dans des paramètres phénoménologiques,
- les modèles dynamiques, où les interactions fortes sont décrites tout d'abord par la QCD avant de procéder à une série d'approximations contrôlées,
- les modèles de paramétrisation, où les amplitudes sont décomposées en sous-amplitudes suivant une paramétrisation adéquate, puis traitées comme des paramètres phénoménologiques.

L'objet de cette thèse est la mesure du rapport d'embranchement des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ dites *supprimées de couleur*, et la comparaison avec les prédictions théoriques données par les divers modèles de désintégration.

Le premier chapitre décrit le cadre théorique de la physique des mésons B . Après un bref rappel des définitions du rapport d'embranchement et d'une désintégration supprimée de couleur, un historique de la physique du B permettra de placer ce travail dans le contexte de 30 ans de découvertes dans la physique des saveurs lourdes. Nous verrons ensuite le mécanisme de violation de CP dans le Modèle Standard et les différents modèles de désintégrations hadroniques de B : factorisation, dynamique ($SCET$) et de paramétrisation ($pQCD$).

Le deuxième chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental : le collisionneur $PEP-II$ et le détecteur *BABAR*. Les caractéristiques de chaque sous-détecteur seront détaillées, ainsi que les outils de reconstruction et d'identification des particules, qui seront utilisés dans ce travail.

Les chapitres 3 à 6 constituent le coeur de ce travail. Le troisième chapitre traite de la stratégie de l'analyse, particulièrement de la reconstruction des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$, de la sélection du signal et de la suppression du bruit de fond.

Le calcul du rapport d'embranchement nécessitant le nombre d'événements de signal, la procédure de calcul du nombre d'événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ est décrite au quatrième chapitre. Les

incertitudes systématiques sur le rapport d’embranchement sont détaillées dans le cinquième chapitre.

Enfin le sixième chapitre présente le calcul du rapport d’embranchement des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ dans les données de *BABAR*. Le résultat sera finalement discuté et comparé aux mesures précédentes ainsi qu’aux prédictions théoriques.

Chapitre 1

Physique des mésons B et suppression de couleur

Sommaire

1.1	Le rapport d'embranchement \mathcal{BF}	11
1.2	Le quark b, cinquième quark	11
1.3	Les désintégrations supprimées de couleur	16
1.4	La violation de CP dans le système des quarks	18
1.4.1	Big Bang et asymétrie matière anti-matière dans l'univers	18
1.4.2	Les symétries discrètes C , P et T	18
1.4.3	La violation de CP	19
1.4.4	La violation de CP dans le Modèle Standard	21
1.4.5	La matrice CKM	23
1.4.6	Le triangle d'unitarité	25
1.4.7	Mesure de la violation de CP dans $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$	29
1.5	Phénoménologie de l'interaction forte dans les mésons B	39
1.5.1	La factorisation "naïve"	44
1.5.2	La théorie effective $SCET$	48
1.5.3	Une autre approche : les modèles effectifs $pQCD$	54

Ce chapitre introduit les bases théoriques et phénoménologiques de la physique du B qui seront nécessaires pour la compréhension de l'étude présentée dans ce travail. Après le rappel de la définition du rapport d'embranchement et un court survol de l'histoire de la physique du B , nous détaillerons la notion de *désintégrations supprimées de couleur* $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$, où h^0 désignera tout au long de ce travail un méson léger neutre π^0 , η , ω , ou η' .

Nous expliquerons ensuite brièvement les phénomènes d'oscillation des mésons B neutres et de violation de la symétrie CP par l'interaction faible. La mesure de la violation CP avec l'expérience *BABAR* sera succinctement décrite, ainsi que la mesure des paramètres CKM $\sin(2\beta)$ et $\cos(2\beta)$ avec les désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$.

La dernière partie de ce chapitre traitera enfin du problème de la modélisation de l'interaction forte qui complexifie la description des désintégrations faibles des mésons B . Nous verrons comment les désintégrations supprimées de couleur permettent de tester les différents modèles proposés.

1.1 Le rapport d'embranchement \mathcal{BF}

On rappelle tout d'abord la définition du rapport d'embranchement \mathcal{BF} .

Le rapport d'embranchement d'une désintégration $A \rightarrow B$ est la probabilité qu'en se désintégrant A donne B . Pour une quantité n_A de A et n_B de B , dans respectivement l'état initial et final, le rapport d'embranchement \mathcal{BF} est calculé comme :

$$\mathcal{BF} = \frac{n_B}{n_A}. \quad (1.1.1)$$

Dans notre cas n_A est le nombre de mésons B^0 créés par le collisionneur et n_B est le nombre de B^0 s'étant désintégrés dans un canal de signal (par exemple $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(\rightarrow K^- \pi^+) \eta(\rightarrow \gamma\gamma)$). En raison d'une part des sélections appliquées pour discriminer le bruit et d'autre part des sous modes choisis pour la reconstruction des filles (ici $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $\eta \rightarrow \gamma\gamma$), le nombre d'événements de signal attendus dans les données n'_B est inférieur à n_B . On note ϵ l'efficacité des diverses sélections sur le signal et \mathcal{BF}_{sec} le produit des rapports d'embranchement secondaires ($\mathcal{BF}_{sec} = \mathcal{BF}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \times \mathcal{BF}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$). Le nombre d'événements de signal attendus dans les données est alors :

$$n'_B = n_B \cdot \epsilon \cdot \mathcal{BF}_{sec}, \quad (1.1.2)$$

et donc :

$$\mathcal{BF} = \frac{n'_B}{n_A \cdot \epsilon \cdot \mathcal{BF}_{sec}}. \quad (1.1.3)$$

Le produit $\epsilon \cdot \mathcal{BF}_{sec}$ est appelé *acceptance totale* (voir la section 3.6). L'efficacité sur le signal ϵ est calculée à partir de la simulation *MC* exclusive (voir la section 3.1) et est corrigée de la différence entre simulations et données. La valeur des rapports d'embranchement secondaires \mathcal{BF}_{sec} est la moyenne mondiale calculée par le *PDG* [28] (voir les tables 3.50 et 3.51).

Enfin le nombre d'événements de signal est calculé avec un ajustement de la distribution des données pour une ou plusieurs variables pour laquelle le signal peut être distingué du bruit (par exemple une distribution de masse, d'énergie, d'angle d'incidence ...).

1.2 Le quark b , cinquième quark

Dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules [1][2][3], les constituants élémentaires de la matière sont classés en trois générations de quarks et de leptons :

$$\begin{aligned} \text{Quarks:} & \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \\ \text{Leptons:} & \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2.1)$$

soit 12 constituants connus à ce jour.

Avant 1974, seuls les quarks u, d, s et les leptons ν_e, e, ν_μ, μ étaient connus :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} ? \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}.$$

L'existence d'un quatrième quark était alors postulé par le mécanisme de *GIM* [4] afin d'expliquer le très faible rapport d'embranchement des désintégrations par courant neutre avec variation de l'étrangeté de 1 telle que $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Un quatrième quark était aussi nécessaire à la renormalisation du modèle standard. Enfin dans la solution proposée par M. Kobayashi et T. Maskawa en 1973 [5] la violation de la symétrie CP observée en 1964 dans les kaons [6] peut être naturellement expliquée par la présence de six saveurs de quarks. La découverte en 1974 du quark c avec le méson J/ψ ($c\bar{c}$), simultanément par les équipes de S. Ting à *BNL* [7] et B. Richter à *SLAC* [8], sembla compléter le puzzle. Mais la découverte du lepton τ en 1975 [9] laissait envisager un hypothétique neutrino et deux quarks encore inconnus¹.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} ? \\ ? \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} ? \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (1.2.2)$$

En 1977 au *FNAL* à Chicago, deux résonances furent découvertes en étudiant la diffusion de protons sur une cible en béryllium : Υ et Υ' de masse respective 9.44 GeV/ c^2 et 10.17 GeV/ c^2 [10]. Leur masse élevée présageait l'existence d'un cinquième quark lourd.

L'accélérateur e^+e^- DORIS avec les deux expériences PLUTO et *DASP - II* et le détecteur NaI-lead glass étudièrent alors à partir de 1978 ces nouvelles résonances [11] et découvrirent qu'elles étaient des états liés $b\bar{b}$ d'un nouveau quark. Ce nouveau quark b de charge $-1/3$ fut nommé *bottom*. En 1980 un autre accélérateur e^+e^- , le *CESR* à Cornell avec les détecteurs *CLEO* et *CUSB* observèrent les Υ et Υ' et découvrirent deux autres états liés $b\bar{b}$: Υ'' , Υ''' [12], qui furent rebaptisés $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ et $\Upsilon(4S)$. La résonance $\Upsilon(4S)$ se situait juste au dessus du seuil de production des mésons B (état lié $b\bar{q}$ avec ici $q = u, d$). En 1981 les premiers des mésons B furent détectés à partir de désintégrations semileptoniques $B \rightarrow Xl$ [13] puis hadroniques [14].

La phase suivante fut alors la mesure précise des paramètres de ce nouveau méson : les expériences *JADE* et *MAC* sur l'accélérateur *PETRA* et l'expérience *MARK - II* sur *PEP* mesurèrent ainsi en 1982 et 1983 la durée de vie moyenne des mésons B [15] :

$$\begin{aligned} \tau(B) &< 1,4 \text{ ps à } 95 \% \text{ CL (Coll. JADE)} \\ &= (1,8 \pm 0,60 \pm 0,40) \text{ ps (Coll. MAC)} \\ &= (1,2^{+0,45}_{-0,36} \pm 0,30) \text{ ps (Coll. MARK II)} \end{aligned} \quad (1.2.3)$$

Une étape majeure fut franchie en 1987 par l'expériences *ARGUS*. Fonctionnant sur l'accélérateurs e^+e^- *DORIS - II* avec une énergie dans le centre de masse sur les résonances $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(4S)$, *ARGUS* mesura en 1987 la masse du méson B reconstruit dans des canaux hadroniques [16]. En 1987 au collisionneur proton-antiproton du *CERN*, l'expérience *UA1* observa une indication du phénomène de *mélange* entre B^0 et \bar{B}^0 [18]. Cette observation fut confirmée la même année par *ARGUS* [17].

Deux ans plus tard eurent lieu les premières collisions aux accélérateurs *LEP* au *CERN* et *SLC* à *SLAC*. Ces deux accélérateurs e^+e^- fonctionnaient au seuil de production du boson Z^0 qui dans 15 % des cas se désintégrait en une paire quark-antiquark $b\bar{b}$. Chaque expérience ayant accumulé plusieurs millions d'événements hadroniques, l'ensemble des mésons et baryons

1. Une motivation supplémentaire pour la recherche d'une éventuelle troisième famille était liée à l'explication de la violation de CP connue depuis 1964. Le mécanisme dit *CKM* [5] permettant la violation de CP dans le modèle standard nécessitait en effet au moins trois familles de quarks.

comportant un quark b devenait alors accessible: ainsi les collaborations *ALEPH*, *DELPHI* et *OPAL*² découvrirent entre autre les mésons B_s ($\bar{b}s$), B^* , B^{**} et les baryons Λ_b (bud), Ξ_b^0 (usb), Ξ_b^- (dsb), Σ_b et Σ_b^* . Le lecteur pourra trouver à la référence [19] un résumé du programme de physique du B au *LEP*, citons en particulier les études sur :

- la production des hadrons beaux dans les jets,
- la durée de vie et les constantes de désintégration des hadrons beaux,
- l’oscillation des B_d ,
- la physique des B_s ,
- le comptage du charme dans les désintégrations des mésons beaux,
- les désintégrations inclusives et exclusives semi-leptoniques des B pour la mesure des rapports d’embranchement,
- les paramètres de la violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard.

Par ailleurs *ALEPH* puis *DELPHI*, *L3* et *OPAL*, mesurèrent en 1994 la fréquence d’oscillation des mésons B_d^0 ($\bar{b}d$) [20]. L’oscillation des mésons neutres B fait intervenir des diagrammes en *boîte* dans lesquels apparaissent des quarks³ (voir figure 1.1).

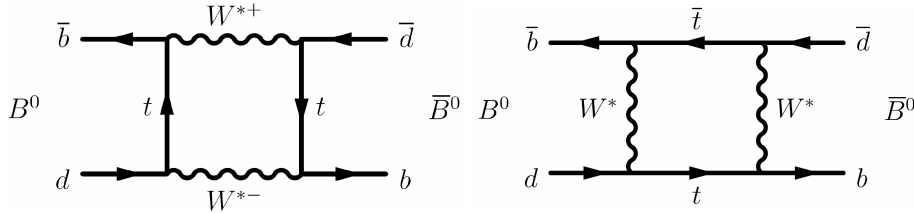


FIG. 1.1 – Diagrammes de mélange des mésons B neutres.

La valeur mesurée du paramètre de mélange des B fut un premier indice sur la valeur de la masse du quark top, en indiquant une masse d’au moins 50 à 100 GeV/ c^2 [21]. Par ailleurs du côté des mésons B_s , la combinaison des résultats du *LEP* et de *SLC* donnait comme limite pour le paramètre d’oscillation [22] :

$$\Delta m_s > 14,5 \text{ ps}^{-1} \text{ à } 95 \% \text{ C.L..} \quad (1.2.4)$$

La première mesure en 2006 par l’expérience *CDF* donne [24]:

$$\Delta m_s = 17,77 \pm 0,10 \text{ (stat.)} \pm 0,07 \text{ (syst.) ps}^{-1}. \quad (1.2.5)$$

Par comparaison avec les expériences précédentes, le *LEP* a aussi permis une mesure plus précise du temps de vie du B grâce à la poussée de Lorentz des B qui les faisait voler sur plusieurs millimètres. Entre temps seule l’expérience *CLEO* continuait de fonctionner avec l’accélérateur *CESR* à la résonance $\Upsilon(4S)$. La reconstruction d’environ 10 millions de mésons B avec *CLEO* a permis d’effectuer des mesures précises sur les désintégrations des B , citons en particulier la découverte des désintégrations pingouins $B \rightarrow K^* \gamma$ dont le rapport d’embranchement est de l’ordre de 10^{-5} [25].

Les deux faisceaux de l’accélérateur *CESR* étant de même énergie, les B étaient produits au repos dans le référentiel du laboratoire, aucune mesure du temps de vie ni aucune étude de la violation de CP n’était donc possible. L’étude de la violation de CP avec les mésons B nécessite de reconstruire des désintégrations rares et donc de disposer d’un très grand nombre de mésons B . Par ailleurs les travaux théoriques de Bigi et Sanda sur l’oscillation des B et la violation de CP [26] étaient en faveur d’un accélérateur où les deux faisceaux seraient d’énergie différente.

2. Le nombre de mésons B reconstruits étaient d’environ 1 million pour chaque expérience du *LEP* contre 100000 au *SLC*.

3. L’amplitude d’un diagramme d’oscillation est proportionnelle à la masse du quark qui apparaît dans la boucle.

En effet la collision de faisceaux asymétriques donnerait une poussée de Lorentz aux mésons B produits. La distance de vol des B avant désintégration pourrait ainsi être mesurée grâce à leur long temps de vie et à la poussée de Lorentz, ce qui permet la mesure de la violation de CP ⁴. Enfin le mode de production de B le plus adapté à l'étude de la violation de CP est la désintégration de la résonance $b\bar{b} \Upsilon(4S)$. En effet la résonance $\Upsilon(4S)$ se désintègre en une paire $B\bar{B}$ de mésons B corrélés (l'intérêt de la corrélation sera détaillée au chapitre 1.4.7).

Ces diverses études conduisirent à la conception des accélérateurs e^+e^- à haute luminosité et aux faisceaux asymétriques [27] *PEP-II* en Californie et *KEK* au Japon, véritables usines à B , qui accueillirent en 1999 respectivement les expériences *BABAR* et *Belle*.

Les tableaux 1.1 et 1.2 donnent les valeurs mesurées des principales caractéristiques des mésons $B^0(\bar{B}^0)$ et $B^+(B^-)$. Ils se caractérisent par le nombre quantique interne de beauté \mathcal{B} qui est conservé par les interactions forte et électromagnétique mais qui peut être modifié par l'interaction faible lors de leur désintégration.

TAB. 1.1 – *Caractéristiques du méson neutre B^0 (\bar{B}^0) [28].*

Contenu en quark	$\bar{b} d$ ($b \bar{d}$)
Masse ^a	$(5279,50 \pm 0,33) \text{ MeV}/c^2$
Différence de masse ^b	$(3,337 \pm 0,033) \times 10^{-10} \text{ MeV}/c^2$
$\Delta m = m_H - m_L$	$(0,507 \pm 0,005) \hbar/\text{ps}$
Temps de vie T	$(1,530 \pm 0,009) \text{ ps}$
cT	$458,7 \mu\text{m}$
Paramètre de mélange χ_b	
$\chi_d \equiv \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow X)}{\Gamma(B^0 \rightarrow X)}$	$0,1878 \pm 0,0024$
Isospin	$1/2$
Charge électrique	0
Beauté \mathcal{B}	-1 (+1)
Hypercharge	-1 (+1)
Parité	-1
Moment cinétique	0

^a Les deux états propres de masse du B , B_H et B_L (H pour Heavy et L pour Light), sont quasi-dégénérés. Par abus de langage on parle de *masse du B^0* .

^b Expérimentalement la différence de masse Δm entre les états B_H et B_L est mesurée comme la fréquence d'oscillation entre B^0 et \bar{B}^0 , d'où la valeur en $\hbar(\text{picoseconde})^{-1}$.

En 1999 après 22 ans de recherches fructueuses, tant expérimentales que théoriques, les deux usines à B *BABAR* et *Belle* relancèrent l'intérêt pour la physique du b .

Dans cette étude nous nous intéresserons aux désintégrations de mésons neutres B dites *supprimées de couleur* avec l'expérience *BABAR*: $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ où $h^0 = \pi^0, \eta, \omega, \eta'$. La phénoménologie de ces désintégrations permet à la fois de contraindre les modèles de désintégration des mésons B et permet la mesure des paramètres CP du modèle standard à travers l'oscillation $B^0 \bar{B}^0$.

4. La mesure de la violation de CP sera détaillée au chapitre 1.4

TAB. 1.2 – *Caractéristiques du méson chargé B^+ (B^-) [28].*

Contenu en quark	$\bar{b} u$ ($b \bar{u}$)
Masse	$(5279,13 \pm 0,31) \text{ MeV}/c^2$
Temps de vie T	$(1,638 \pm 0,011) \text{ ps}$
cT	$491,1 \text{ } \mu\text{m}$
Isospin	$1/2$
Charge électrique	$+1$ (-1)
Beauté \mathcal{B}	-1 ($+1$)
Hypercharge	-1 ($+1$)
Parité	-1
Moment cinétique	0

1.3 Les désintégrations supprimées de couleur

En raison de la masse élevée du quark b , les mésons B peuvent se désintégrer suivant un ensemble riche et varié de canaux. Suivant leur dynamique ces désintégrations peuvent être regroupées en catégories illustrées par la figure 1.2. Il y a essentiellement quatre types de désintégrations : le diagramme *arbre*, le diagramme *pingouin* "fort" faisant intervenir un gluon, le diagramme pingouin "électrofaible" faisant intervenir un photon ou un boson Z^0 , et le diagramme pingouin "radiatif" qui est un diagramme électrofaible avec un couplage à trois bosons $WW\gamma/Z$.

Chaque désintégration faible du quark b en un quark Q fait intervenir dans l'amplitude du diagramme correspondant un couplage complexe V_{bQ} qui est un élément de la matrice dite *CKM* décrite en détail dans le chapitre suivant. La valeur de cette constante de couplage V_{bQ} est différente suivant la saveur du quark Q , ainsi les transitions à l'arbre $b \rightarrow c$ et $b \rightarrow u$ impliquent les couplages *CKM* V_{cb} ($\sim 0,04$) et V_{ub} ($\sim 0,003$).

Au niveau des mésons B ($b\bar{q}$, $q = u, d$), cela se traduit par différentes catégories de désintégrations suivant d'une part la dynamique de désintégration du quark b et l'implication du quark léger q , et d'autre part la valeur de l'élément de matrice *CKM*. Ainsi la quasi-totalité des désintégrations du B se font par la transition $b \rightarrow c$ vers des états charmés. Le reste des désintégrations se fait essentiellement par la transition pingouin $b \rightarrow s$ et le diagramme à l'arbre $b \rightarrow u$.

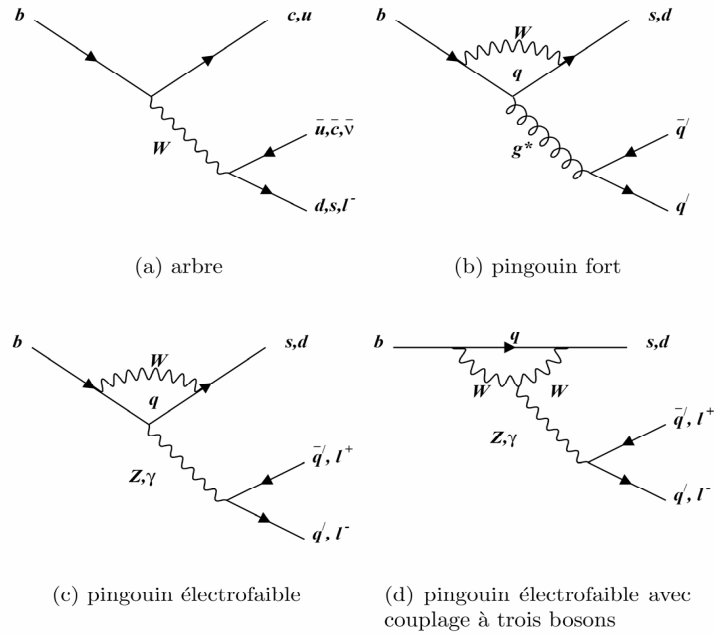


FIG. 1.2 – Diagrammes des principales désintégrations faibles des mésons B .

Pour les désintégrations étudiées dans cette analyse, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$, le quark b se désintègre suivant un diagramme arbre avec la transition $b \rightarrow c$ comme montré à la figure 1.3(b).

Dans le cas des désintégrations hadroniques, le boson W émis par la désintégration du quark b se désintègre en une paire quark-antiquark. Suivant la combinaison de cette paire de quark avec les deux quarks restant, deux types de diagrammes arbres sont possibles (voir figure 1.3) :

- le diagramme externe (a) : les quarks issus de l'hadronisation du W se combinent ensemble et forment un méson,
- le diagramme interne (b) : les quarks issus de l'hadronisation du W se combinent chacun avec un des quarks du méson B .

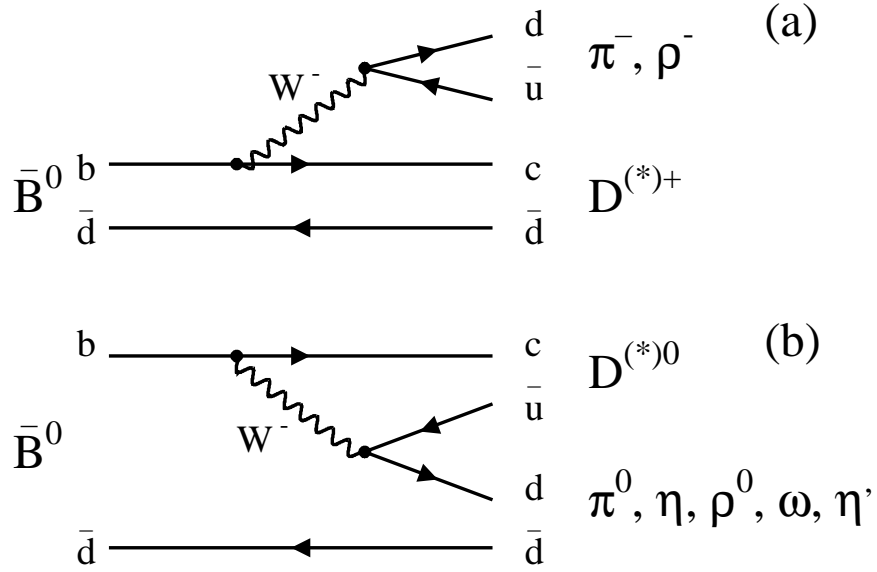


FIG. 1.3 – Diagrammes arbres des désintégrations faibles $b \rightarrow c$ des mésons B .

Le diagramme externe $b \rightarrow c$ conduit aux désintégrations les plus abondantes du B :

- pour la transition $b \rightarrow c\bar{u}d$: $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^+\pi^-, D^{(*)0}\rho^-, \bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-, D^{(*)+}\rho^-, \dots$
- pour la transition $b \rightarrow c\bar{c}s$: $B^- \rightarrow D^{(*)0}D_s^{(*)-}, \bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}D_s^{(*)-}, \dots$

Ces désintégrations reçoivent aussi une contribution plus faible du diagramme interne. Le diagramme interne $b \rightarrow c$ est dit *supprimé de couleur* car, les mésons devant être incolores, les quarks qui s'apparient doivent avoir des couleurs opposées. Une description plus détaillée des désintégrations supprimées de couleur sera donnée au chapitre 1.5. Cette contrainte sur la couleur supprime une double sommation sur la couleur dans le calcul de l'amplitude de désintégration ce qui entraîne au premier ordre une suppression par un facteur $\left(\frac{1}{N_c}\right)^2$ où N_c est le nombre de couleur. Par opposition, dans les cas des diagrammes externes le boson W étant sans couleur, les quarks ne subissent aucune contrainte de couleur et sont dits *autorisés (ou favorisés) de couleur*. Certaines désintégrations ne sont produites que par le diagramme supprimé de couleur :

- pour la transition $b \rightarrow c\bar{u}d$: $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ où $h^0 = \pi^0, \rho^0, \eta, \eta'$ ou ω qui sont les canaux étudiés dans cette analyse. Le potentiel de physique de ces désintégrations sera détaillé dans ce chapitre.
- pour la transition $b \rightarrow c\bar{c}s$: $B \rightarrow J/\psi K^{(*)}, \phi(2S)K^{(*)}, \chi_{c1}K^{(*)}, \eta_c K^{(*)}$. Les modes neutres de cette catégorie sont d'une importance majeure pour la mesure d'un paramètre de la violation de CP $\sin(2\beta)$ décrit au chapitre suivant.

1.4 La violation de CP dans le système des quarks

Cette partie traite de la symétrie dite CP , qui traduit dans le Modèle Standard la relation matière anti-matière, et de sa violation par l'interaction faible dans le système des quarks. Nous commencerons par présenter les implications de la violation de CP sur l'évolution de la matière dans l'univers. Le mécanisme de violation de CP du Modèle Standard dans le système des quarks (dit mécanisme CKM) sera ensuite expliqué. Un mécanisme de violation de CP similaire à celui présenté est possible dans le système des leptons, mais ne nous concerne pas dans le cadre de l'expérience *BABAR*.

1.4.1 Big Bang et asymétrie matière anti-matière dans l'univers

Lorsque nous observons l'univers, les objets les plus évidents et les plus faciles à étudier sont les planètes, les étoiles et les nuages de gaz, qui sont faits de matière. L'Univers semble ainsi dépourvu de larges régions d'anti-matière [29], or les théories expliquant avec succès de nombreux phénomènes nucléaires conduisent à une production symétrique de particules et d'anti-particules. Avec l'expansion et donc le refroidissement de l'Univers, ces particules et anti-particules se seraient annihilées en donnant des photons; si toutes les interactions étaient alors symétriques vis à vis de la matière et de l'anti-matière, notre Univers ne devrait pas contenir de matière du tout! Les photons issus de cette désintégration primordiale (dont le rayonnement est appelé *fond diffus cosmologique*) ont été détectés en 1965 par Penzias et Wilson, leur longueur d'onde étant en accord avec les prédictions théoriques. Il restait néanmoins à expliquer la quasi absence d'anti-matière dans notre Univers et la faible densité de la matière n_b par rapport à celle des photons⁵ n_γ [30]:

$$\frac{n_b}{n_\gamma} = (6.1^{+0.3}_{-0.2}) \times 10^{-10} \quad (1.4.1)$$

Sakharov (1967) puis Kuzmin (1970) ont énoncé les trois conditions indispensables à la naissance dans l'Univers primordial d'une asymétrie matière anti-matière [31]:

- au moins une interaction viole la symétrie matière-anti-matière,
- le nombre baryonique n'est pas conservé,
- l'expansion de l'Univers passe par des étapes où il n'est pas à l'équilibre thermodynamique.

Le Modèle Standard de la physique des particules donne un mécanisme violant la symétrie matière-anti-matière: l'interaction en question est l'interaction faible et la symétrie violée est appelée *symétrie CP* . La mesure précise de l'amplitude de la violation de CP est donc nécessaire pour savoir si ce mécanisme du Modèle Standard est la source de l'asymétrie matière-anti-matière dans l'univers.

1.4.2 Les symétries discrètes C , P et T

L'étude des symétries d'un système physique est capitale car elle permet d'obtenir les propriétés fondamentales de ce système. En effet à chaque invariance d'une théorie par rapport à une symétrie est associée une quantité conservée dans les équations d'évolution [32]. Les 3 symétries fondamentales en théorie quantique des champs sont la conjugaison de charge C , la parité P et le renversement du temps T . Par la suite les termes γ désigneront les matrices de Dirac sauf mention contraire.

La symétrie C La théorie des champs impose l'existence d'anti-particules dont les propriétés d'espace-temps (masse et spin) sont identiques à celles de la particule associée, mais dont les nombres quantiques internes (charges) sont opposés. La conjugaison de charge C est alors définie

⁵. Le rapport des densités matière/photon, est mesurée avec une précision de 5 % à partir des fluctuations du fond diffus cosmologique.

comme une transformation reliant particule et anti-particule en inversant les nombres quantiques. Un champ fermionique ϕ est ainsi transformé sous C :

$$\phi \xrightarrow{C} C\phi C^{-1} = C\bar{\phi}^T, \quad (1.4.2)$$

$$\bar{\phi} \xrightarrow{C} C\bar{\phi} C^{-1} = C\phi^T, \quad (1.4.3)$$

où $C = i\gamma^2\gamma^0$ et où $\bar{\phi} = \phi^\dagger\gamma^0$ est le conjugué de Dirac du champ ϕ . L'opérateur T désigne la transposée.

La symétrie P La parité P renverse les impulsions \vec{p} et laisse l'énergie et la direction du spin inchangées. Son action sur le quadri-vecteur énergie impulsion est donc :

$$x = (E, \vec{p}) \xrightarrow{P} x^P = (E, -\vec{p}). \quad (1.4.4)$$

Son action sur un champ fermionique ϕ et sur son conjugué $\bar{\phi}$ est

$$\phi(x) \xrightarrow{P} P\phi(x)P^{-1} = \gamma^0\phi(x^P), \quad (1.4.5)$$

$$\bar{\phi}(x) \xrightarrow{P} P\bar{\phi}(x)P^{-1} = \phi(x^P)^\dagger. \quad (1.4.6)$$

La symétrie T L'opérateur de renversement du temps T transforme le quadri-vecteur selon :

$$x = (t, \vec{x}) \xrightarrow{T} x^T = (-t, \vec{x}), \quad (1.4.7)$$

le champs est modifié selon la relation :

$$\phi(x) \xrightarrow{T} T\phi(x)T^{-1} = i\gamma^1\gamma^3\phi(x^T). \quad (1.4.8)$$

La violation de la parité, prédit théoriquement par Yang et Lee en 1956 [33] fut montrée expérimentalement par C. S. Wu *et al.* l'année suivante dans la désintégration du cobalt 60 [34], et la violation de la conjugaison de charge a été constatée dans les désintégrations des pions chargés par l'absence de neutrinos d'hélicité droite. On pensa alors que seule la symétrie CP était conservée dans les interactions faibles jusqu'en 1964 où Christenson, Cronin, Fitch et Turlay ont mesuré au *BNL* (Brookhaven) une violation de CP dans les désintégrations faibles des kaons neutres $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. La conservation de CP interdit en effet cette désintégration alors que le rapport d'embranchement mesuré était $\mathcal{BF}(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ [6]. Jusqu'à présent aucune expérience n'a pu mettre en évidence la violation de la symétrie CPT . Un théorème fondamental (le théorème CPT) affirme par ailleurs que toute théorie de champs locaux respecte la symétrie CPT quelque soit la forme des interactions.

1.4.3 La violation de CP

Afin de mettre en évidence la conservation, ou non, de la symétrie CP , intéressons-nous à des paires de processus de désintégration de B , reliés entre eux par la transformation CP :

$$B^0 \rightarrow f, \quad \bar{B}^0 \rightarrow \bar{f},$$

avec f et \bar{f} deux états finaux conjugués de CP :

$$CP|f\rangle = e^{i\alpha_f}|\bar{f}\rangle, \quad CP|\bar{f}\rangle = e^{-i\alpha_f}|f\rangle, \quad (1.4.9)$$

où α_f est une phase arbitraire propre à l'état f . Les états de saveur sont aussi définis par une transformation CP :

$$CP|B^0\rangle = e^{i\alpha_B}|\bar{B}^0\rangle. \quad (1.4.10)$$

L'amplitude de ces 2 processus s'écrit ainsi :

$$A_f \equiv A(B^0 \rightarrow f) = \langle f | \mathcal{H} | B^0 \rangle = \sum_j |A_j| e^{i(\delta_j + \phi_j)}, \quad (1.4.11)$$

$$\begin{aligned} \bar{A}_{\bar{f}} &\equiv A(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}) = \langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle \\ &= \langle \bar{f} | (CP)^\dagger (CP) \mathcal{H} (CP)^\dagger (CP) | \bar{B}^0 \rangle \\ &= e^{-i(\alpha_B - \alpha_f)} \langle f | (CP) \mathcal{H} (CP)^\dagger | B^0 \rangle \\ &= e^{-i(\alpha_B - \alpha_f)} \sum_j |A_j| e^{i(\delta_j - \phi_j)}. \end{aligned} \quad (1.4.12)$$

Les phases α_f et α_B sont arbitraires, mais si $|f\rangle$ est un état propre de CP alors $e^{i\alpha_f} = \pm 1$, suivant que f soit de parité CP intrinsèque paire ou impaire. D'autres phases apparaissent dans l'amplitude : les phases faibles ϕ_j sont des paramètres de la partie du Lagrangien qui viole CP , les phases δ_j , fortes ou électro-magnétiques, proviennent en général de rediffusions *via* des états intermédiaires appelés *FSI* (Final State Interaction). Ces dernières contribuent à A_f et $\bar{A}_{\bar{f}}$ avec le même signe mais peuvent complexifier l'extraction des paramètres de la violation de CP . La violation de CP se manifeste au travers de la différence de phase entre (au moins) deux amplitudes suivant 3 façons :

- Violation de CP dans la désintégration (dite "directe"),
- Violation de CP dans le mélange (dite "indirecte"),
- Violation de CP dans l'interférence entre mélange et désintégration.

La violation de CP dans l'interférence entre mélange et désintégration fait intervenir l'oscillation des mésons B neutres. L'oscillation des mésons neutres peut dans un cadre général être traitée par la méthode de Wigner-Weisskopf [35] qui ne sera pas détaillée ici⁶.

Les états B^0 et \bar{B}^0 sont couplés à un continuum d'états $|f\rangle$ par un Hamiltonien effectif dont les états propres (états propres de masse) B_L et B_H s'écrivent :

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.4.13)$$

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.4.14)$$

$$(1.4.15)$$

où p et q sont deux nombres complexes tels que $|p|^2 + |q|^2 = 1$. Un état propre de masse pur $|B^0\rangle$ ou $|\bar{B}^0\rangle$ au temps $t = 0$ évolue alors en un mélange de $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$:

$$|B^0(t)\rangle = g_+(t)|B^0(t)\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0(t)\rangle, \quad (1.4.16)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{p}{q}g_-(t)|B^0(t)\rangle + g_+(t)|\bar{B}^0(t)\rangle, \quad (1.4.17)$$

avec

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2}(e^{-i\mu_a t} \pm e^{-i\mu_b t}), \quad (1.4.18)$$

où μ_a et μ_b sont les valeurs propres du Hamiltonien effectif.

Nous allons à présent détailler chacune des trois violations de CP possibles. Définissons pour cela l'asymétrie CP :

⁶. Cette méthode présente de nombreuses incohérences qui peuvent être résolues par un traitement dans le cadre de la théorie des champs [36].

$$A_{CP}(B^0 \rightarrow f, L) = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow f, L) - \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f, L)}{\Gamma(B^0 \rightarrow f, L) + \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f, L)} \quad (1.4.19)$$

où f est un état propre de CP et L la distance de vol du méson B .

On définit le paramètre λ décrivant la violation de CP dans l'interférence désintégration-mélange :

$$\lambda = \frac{q}{p} \frac{A(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{A(B \rightarrow f)} = \eta_{CP}(f) \frac{q}{p} \frac{A(\bar{B} \rightarrow f)}{A(B \rightarrow f)} \quad (1.4.20)$$

Dans l'approximation où $|\frac{q}{p}| = 1$ et $\Gamma_H = \Gamma_L$, et en utilisant l'amplitude 1.4.16, l'asymétrie 1.4.19 s'écrit alors :

$$A_{CP}(B^0 \rightarrow f, L) = A_{CP}^{dir}(B^0 \rightarrow f) \cos\left(\Delta m \frac{m_0 L}{p_0}\right) + A_{CP}^{interf}(B^0 \rightarrow f) \sin\left(\Delta m \frac{m_0 L}{p_0}\right), \quad (1.4.21)$$

avec :

$$A_{CP}^{dir}(B^0 \rightarrow f) = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2}, \quad (1.4.22)$$

$$A_{CP}^{interf}(B^0 \rightarrow f) = \frac{2\text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2}, \quad (1.4.23)$$

et où m_0 et p_0 sont respectivement la masse et l'impulsion du méson B .

Les trois manifestations possibles de la violation de CP sont ainsi :

- $|\mathbf{A}(\bar{\mathbf{B}} \rightarrow \bar{\mathbf{f}})/\mathbf{A}(\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{f})| \neq 1$: **violation de CP directe (ou dans la désintégration)**. La violation de CP résulte de l'interférence due à des phases forte ou/et faible différentes entre $B \rightarrow f$ et $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$. Ce type de violation de CP est le seul accessible aux mésons B chargés. Dans le cas des mésons B neutres, la violation de CP directe entre en général en compétition avec la violation indirecte de CP . La violation de CP directe fait intervenir des phases fortes et donc des effets QCD à longue distance affectant ainsi la détermination des phases faibles,
- $|\mathbf{q}/\mathbf{p}| \neq 1$: **violation de CP indirecte (ou dans le mélange)**. Si les kets sont redéfinis à une phase près θ :

$$|B^0\rangle \rightarrow e^{i\theta}|B^0\rangle \quad \text{et} \quad |\bar{B}^0\rangle \rightarrow e^{i\bar{\theta}}|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.4.24)$$

alors q/p se transforme comme $q/p \rightarrow e^{i(\theta-\bar{\theta})}q/p$. Ainsi la déviation de $|\sigma|$ par rapport à 1 paramétrise la violation de CP dans le mélange,

- $\text{Im}(\lambda) \neq 0$: **violation de CP dans l'interférence entre mélange et désintégration**.

1.4.4 La violation de CP dans le Modèle Standard

Dans le Modèle Standard de la physique des particules, l'interaction électro-faible est décrite par le modèle de *Glashow-Weinberg-Salam* [1][3][2] à l'aide des groupes $SU(2) \otimes U(1)$. Les fermions ont été groupés en *générations* [37][38]. Dans la suite nous ne parlerons pas des leptons, la violation de CP étant mesurée avec l'expérience *BABAR* dans le système des quarks. Une revue récente et extensive de la violation de CP dans les quarks et des résultats expérimentaux est donnée dans la référence [39]. Chaque génération est composée d'un doublet de $SU(2)$ de chiralité *gauche* (Q_L) et de deux singulets de $SU(2)$ de chiralité *droite* (p_R et n_R)

$$Q_L = \left\{ \begin{array}{c} p_L \\ n_L \end{array} \right\}, p_R, n_R \quad (1.4.25)$$

les quarks p sont dits de type *up* (charge $+2/3e$) et les n de type *down* (charge $-1/3e$).

La densité de Lagrangien \mathcal{L}_{ew} régissant les interactions électro-faibles des quarks s'écrit alors comme la somme d'un terme cinétique \mathcal{L}_k , d'un terme électro-magnétique \mathcal{L}_{em} , de deux termes pour les courants faibles chargés \mathcal{L}_{cc} et neutres \mathcal{L}_{nc} et d'un terme lié au champ scalaire de Higgs \mathcal{L}_H .

$$\mathcal{L}_{ew} = \mathcal{L}_k + \mathcal{L}_{em} + \mathcal{L}_{cc} + \mathcal{L}_{nc} + \mathcal{L}_H. \quad (1.4.26)$$

La brisure spontanée de $SU(2) \otimes U(1)$ en $U(1)_{em}$ vient du couplage dans \mathcal{L}_H d'un doublet scalaire de $SU(2)$ Φ :

$$\Phi = \begin{Bmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{Bmatrix}, \quad (1.4.27)$$

aux champs de jauge et à lui-même :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi), \quad (1.4.28)$$

avec le champ d'interaction propre

$$V = \mu \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.4.29)$$

construit de tel façon qu'il ait dans le vide une valeur non nulle v :

$$v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}. \quad (1.4.30)$$

Par invariance du Lagrangien le champ de Higgs Φ peut ainsi être réécrit dans la jauge unitaire :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{Bmatrix} 0 \\ (v + H) \end{Bmatrix}, \quad (1.4.31)$$

où H est le champ de Higgs. Le couplage dans \mathcal{L}_H des quarks à ce champs de Higgs s'écrit

$$\mathcal{L}_{masse} = -\bar{Q}_L \cdot \Phi \cdot n_R \cdot \Gamma + \bar{Q}_L \cdot \tilde{\Phi} \cdot p_R \cdot \Delta + h.c., \quad (1.4.32)$$

où $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^\dagger$ avec τ_2 désignant la matrice de Pauli classique et où Γ et Δ sont 2 matrices complexes de taille $n_g \times n_g$ avec n_g le nombre de générations⁷.

Après la brisure de symétrie $\phi^0 = v$ le Lagrangien \mathcal{L}_H s'écrit:

$$\mathcal{L}_H = -\bar{n}_L \cdot M_n \cdot n_R - \bar{p}_L \cdot M_p \cdot p_R + h.c., \quad (1.4.33)$$

avec les matrices de masses M_n (M_p) des quarks n (p) :

$$M_n = v \cdot \Gamma ; M_p = v \cdot \Delta. \quad (1.4.34)$$

Ces matrices de masse sont diagonalisées à l'aide de 2 matrices unitaires U_L^p et U_R^p (U_L^n et U_R^n) :

$$U_L^{p\dagger} \cdot M_p \cdot U_R^p = M_u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t, \dots) \quad (1.4.35)$$

$$U_L^{n\dagger} \cdot M_n \cdot U_R^n = M_d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b, \dots) \quad (1.4.36)$$

On en déduit alors, après remplacement de M_n (M_p) par M_d (M_u) dans 1.4.33, les relations entre les états propres de saveur (n , p) et les états propres de masse (d , u) :

$$p_L = U_L^p \cdot u_L ; p_R = U_R^p \cdot u_R ; n_L = U_L^n \cdot d_L ; n_R = U_R^n \cdot d_R. \quad (1.4.37)$$

7. L'absence de contrainte théorique sur le nombre de générations est responsable de la plupart des paramètres libres dans le modèle standard, c'est le *problème de saveur*. La mesure de la largeur du pic de masse du boson Z^0 au *LEP* a indiqué que $n_g = 3$ s'il n'existe aucun autre fermion plus lourd que 45 GeV.

Le terme responsable des courants chargés dans \mathcal{L}_{ew} s'écrit en fonction des états propres de saveur :

$$\mathcal{L}_{cc} = \frac{g}{\sqrt{2}} \cdot (W_\mu^+ \bar{p}_L \gamma^\mu n_L + W_\mu^- \bar{n}_L \gamma^\mu p_L), \quad (1.4.38)$$

où g est la constante de couplage de $SU(2)$ et où W_μ^\pm sont les champs des bosons faibles W^\pm . L'expression de \mathcal{L}_{cc} en fonction des états propres de masse c'est à dire des états physiques des quarks s'écrit alors⁸ :

$$\mathcal{L}_{cc} = \frac{g}{\sqrt{2}} \cdot (W_\mu^+ \bar{u}_L \gamma^\mu (U_L^{p\dagger} U_L^n) d_L + W_\mu^- \bar{d}_L \gamma^\mu (U_L^{p\dagger} U_L^n)^\dagger u_L). \quad (1.4.39)$$

La matrice unitaire

$$\mathcal{V} = U_L^{p\dagger} U_L^n \quad (1.4.40)$$

est appelée **matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa** (ou matrice CKM) [5] et est à l'origine de la violation de la symétrie CP . En effet sous la transformation CP nous obtenons :

$$\mathcal{L}_{cc} \rightarrow \mathcal{L}_{cc}^{CP} = \frac{g}{\sqrt{2}} \cdot (W_\mu^+ \bar{u}_L \gamma^\mu V^t d_L + W_\mu^- \bar{d}_L \gamma^\mu V^* u_L). \quad (1.4.41)$$

La densité de Lagrangien \mathcal{L}_{cc} n'est donc invariante sous CP que si la matrice CKM est réelle, il suffirait d'une seule phase complexe dans V pour que l'invariance sous CP soit violée.

1.4.5 La matrice CKM

Dans le cas général de n générations de quarks, la matrice CKM est une matrice unitaire $n \times n$, et possède donc n^2 éléments complexes. En redéfinissant les phases des champs, $2n - 1$ phases peuvent être absorbées, le nombre de paramètres restant est donc :

$$N_{param} = n^2 - (2n - 1) = (n - 1)^2. \quad (1.4.42)$$

Une matrice orthogonale $n \times n$ est paramétrée par $n(n - 1)/2$ angles de rotation appelés les angles d'Euler. Une matrice unitaire est une extension complexe d'une matrice orthogonale, le nombre de paramètres réels de \mathcal{V} est donc :

$$N_{angles} = \frac{1}{2}n(n - 1). \quad (1.4.43)$$

Les paramètres restants sont les phases physiques

$$N_{phases} = N_{param} - N_{angles} = \frac{1}{2}(n - 1)(n - 2), \quad (1.4.44)$$

de la sorte qu'au moins trois générations sont nécessaires pour avoir une violation de CP . Avec les trois générations de quarks que nous connaissons, les éléments de la matrice CKM sont indicés par les noms des quarks couplés :

$$\mathcal{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.4.45)$$

Néanmoins avoir trois générations n'est pas une condition suffisante pour que CP soit violée dans le modèle standard. Si deux quarks "up" ou "down" étaient dégénérés, un angle de mélange et une phase pourraient être retirés de \mathcal{V} . Ainsi la violation de CP requiert aussi :

$$m_t \neq m_c \neq m_u, \quad m_b \neq m_s \neq m_d. \quad (1.4.46)$$

8. Les densités de Lagrangien électro-magnétique et de courant neutre conservent la même forme sous le passage aux états de masse, ils n'induisent donc pas de mélange de saveur.

De même si la valeur de n'importe quel angle de mélange vaut 0 ou $\pi/2$, la symétrie CP est conservée, et si la phase vaut 0 ou π , il n'y a pas de violation de CP . Toutes ces conditions peuvent se résumer en un seul critère, indépendant de la convention de phase [40]. En définissant C_J le commutateur des matrices de masse dans la base de saveur :

$$iC_J \equiv [M_p M_p^\dagger, M_n M_n^\dagger], \quad (1.4.47)$$

on peut montrer que [40] :

$$\det(C_J) = -2J \cdot (m_t^2 - m_c^2)(m_c^2 - m_u^2)(m_t^2 - m_u^2)(m_b^2 - m_s^2)(m_s^2 - m_d^2)(m_b^2 - m_d^2). \quad (1.4.48)$$

La quantité J est appelée *l'invariant de Jarlskog* et est définie en utilisant la condition d'unitarité de \mathcal{V} :

$$\text{Im}(V_{\alpha j} V_{\alpha k}^* V_{\beta k} V_{\beta j}^*) = J \cdot \sum_{\gamma, l=1}^3 \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_{jkl}, \quad (1.4.49)$$

où les indices grecs (latins) représentent les quarks de type "up" ("down") et où ϵ_{abc} est le tenseur anti-symétrique. La condition générale pour avoir violation de CP est donc :

$$\det(C_J) \neq 0 \Leftrightarrow \text{violation de } CP. \quad (1.4.50)$$

Dans le cas où aucune masse de quarks "up" ou "down" n'est dégénérée, cette condition se réduit à :

$$J \neq 0 \Leftrightarrow \text{violation de } CP. \quad (1.4.51)$$

Plusieurs paramétrisations de la matrice CKM existent [40], nous nous contenterons des deux paramétrisations les plus utilisées : la paramétrisation standard [41] et la paramétrisation de Maiani-Wolfenstein [42].

Il existe deux invariants dans la matrice CKM , quelque soit la paramétrisation :

- les modules de ses éléments $|V_{ij}|$
- la quantité $A = |J|/2$, cette quantité est égale à l'aire des triangles d'unitarité qui seront définis au paragraphe suivant.

la paramétrisation standard de la matrice CKM est :

$$\mathcal{V} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.4.52)$$

où $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ et $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$, $i, j = 1, 2, 3$, avec les trois angles d'Euler θ_{ij} . L'ordre de grandeur du module des éléments est [28] :

$$\mathcal{V} = \begin{pmatrix} \sim 0.97 & \sim 0.22 & \sim 0.003 \\ \sim 0.22 & \sim 0.97 & \sim 0.04 \\ \sim 0.007 & \sim 0.04 & \sim 1 \end{pmatrix}. \quad (1.4.53)$$

On constate une hiérarchie entre les éléments: leur valeur diminue en effet lorsqu'on s'éloigne de la diagonale. Pour des valeurs de $\sin(\theta)$ faibles on parle de *suppression Cabibbo* et les désintégrations pour lesquelles cette suppression s'applique sont dits *supprimées de Cabibbo*. Par exemple pour un quark b se désintégrant par interaction faible en un quark u ou c , les coefficients de la matrice CKM correspondants sont respectivement V_{ub} et V_{cb} . La faible valeur de V_{ub} par rapport à V_{cb} ($(V_{cb}/V_{ub})^2 \sim 93$ [28]) rend la désintégration du quark b en un quark u faible. En utilisant cette hiérarchie, Wolfenstein [42] a proposé un développement de la matrice CKM suivant quatre paramètres λ , A , ρ et η ($\lambda \simeq |V_{us}| \sim 0.22$ étant le paramètre de développement, λ est aussi quelquefois écrit sous la forme $\lambda \equiv s_{12} = \sin(\theta_C)$, où θ_C est l'angle de Cabibbo). La paramétrisation

de Maiani-Wolfenstein fait clairement apparaître cette hiérarchie en fonction du paramètre λ et est largement utilisée dans la littérature :

$$\mathcal{V} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ \lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.4.54)$$

Dans cette paramétrisation approximative l'invariant de Jarlskog vaut alors

$$J \sim A^2 \lambda^6 \eta, \quad (1.4.55)$$

garantissant la violation de CP si $\eta \neq 0$. Il convient de garder à l'esprit que c'est une approximation valable à $\mathcal{O}(\lambda^4) \sim 10^{-3}$ et que l'unitarité n'est assurée que jusqu'à $\mathcal{O}(\lambda^3)$. Une paramétrisation à tous les ordres en λ est également possible [43][44] et garantit l'unitarité de la matrice CKM à tous les ordres :

$$\begin{aligned} s_{12} &\equiv \lambda \\ s_{23} &\equiv A\lambda^2 \\ s_{13} \exp^{-i\delta} &\equiv A\lambda^3(\rho - i\eta) \end{aligned} \quad (1.4.56)$$

L'invariant de Jarlskog s'écrit alors [43]:

$$J = A^2 \lambda^6 \eta (1 - \lambda^2/2) + \mathcal{O}(\lambda^{10}) \sim 10^{-5} \quad (1.4.57)$$

1.4.6 Le triangle d'unitarité

La matrice CKM est unitaire $\mathcal{V}^\dagger \mathcal{V} = \mathbf{1}$, sous l'hypothèse de l'universalité du couplage faible pour toutes les familles. Cette unitarité impose neuf relations parmi lesquelles trois sont particulièrement intéressantes pour la compréhension des prédictions du Modèle Standard pour la violation de CP :

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \quad (1.4.58)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.4.59)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.4.60)$$

Ces trois relations donnent en effet accès à la phase $\arg(\rho + i\eta)$ responsable de la violation de CP , à travers le système des particules étranges (equation (1.4.58)), belles (equation (1.4.59)) et charmées (equation (1.4.60)).

Chacune de ces trois relations est une somme nulle de trois nombres complexes et peut donc être représentée par un triangle dans le plan complexe. Analysons la forme des trois triangles possibles avec la paramétrisation de Wolfenstein :

$$\mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda^5) = 0 \quad (1.4.61)$$

$$\mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) = 0 \quad (1.4.62)$$

$$\mathcal{O}(\lambda^4) + \mathcal{O}(\lambda^2) + \mathcal{O}(\lambda^2) = 0. \quad (1.4.63)$$

La différence entre les longueurs des côtés des triangles définis par les équations (1.4.61) et (1.4.63) est plus grande que pour le troisième triangle (1.4.62). Ces deux triangles très aplatis sont reliés aux désintégrations des kaons⁹ et des mésons B_s . La relation la plus intéressante phénoménologiquement est :

9. Ce qui explique la petitesse de la violation de CP dans le système des kaons

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.4.64)$$

dont le triangle correspondant est le moins aplati des trois, les trois éléments de la somme étant en effet du même ordre de grandeur. La violation de CP est ainsi prédite comme étant maximale dans le système des mésons B , ce qui explique l'intérêt d'étudier les effets de la violation de CP dans les désintégrations des mésons B . Ce triangle est couramment appelé **le triangle d'unitarité**.

Pour la représentation graphique du triangle, la relation (1.4.64) est en général écrite:

$$\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + 1 = 0 \quad (1.4.65)$$

La figure 1.4 montre la représentation graphique de (1.4.65) dans le plan complexe $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, où $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ sont les coordonnées de l'apex du triangle d'unitarité dans la paramétrisation de Wolfenstein. La définition de $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ indépendamment de la convention de phase est :

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} \equiv -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \quad (1.4.66)$$

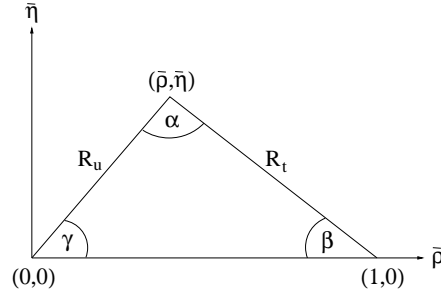


FIG. 1.4 – Le triangle d'unitarité dans le plan complexe des paramètres de Wolfenstein $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$.

Les angles de ce triangle sont alors donnés par :

$$\alpha = \arg\left(\frac{-V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right); \quad \beta = \arg\left(\frac{-V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right); \quad \gamma = \arg\left(\frac{-V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right), \quad (1.4.67)$$

et les deux longueurs R_u et R_t (la longueur du troisième côté étant par définition fixée à 1) :

$$R_u = \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}; \quad R_t = \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}. \quad (1.4.68)$$

Le Modèle Standard ne donne aucune prédiction quant à la valeur des paramètres α , β et γ , la seule contrainte est que le triangle d'unitarité doit être fermé :

$$\alpha + \beta + \gamma = \pi. \quad (1.4.69)$$

Une explication de la violation de CP est donnée dans le Modèle Standard par la matrice CKM , mais les contraintes imposées par la violation de CP dans le cas des kaons ne sont pas suffisantes pour être sûr que le mécanisme CKM soit seul à l'origine de la violation de CP (voir les contraintes notées ϵ_K sur la figure 1.5). C'est une des raisons majeures qui ont conduit à la création des expériences *BABAR* et *Belle* : les désintégrations des mésons beaux donnent en effet accès à tous les angles du triangle d'unitarité de la matrice CKM , par exemple :

- l'angle α est accessible directement avec $B^0 \rightarrow \rho\pi$ ou indirectement avec $B^0 \rightarrow \pi\pi$, $\rho\rho$.
- l'angle β peut être mesuré directement avec $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ avec D^0 reconstruit en un état propre de CP ou en $K_s\pi^+\pi^-$ ou dans d'autres modes auxquels des diagrammes dit "pingouins" contribuent : $B^0 \rightarrow [\phi, \eta', f_0, \omega]K^0$ et/ou $B^0 \rightarrow D^*D^*\dots$

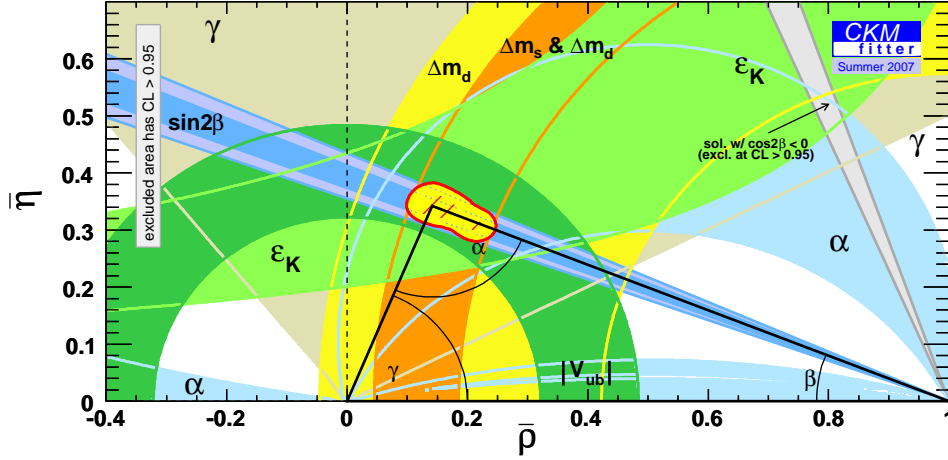


FIG. 1.5 – Plan des contraintes imposées par différents résultats expérimentaux sur le triangle d'unitarité [43].

- l'angle γ est mesurable directement avec $B^\pm \rightarrow D^{(*)0} K^{(*)\pm}$, ou $B^\pm \rightarrow D^{(*)\pm} \pi^\pm$ ou bien encore par les diagrammes supprimés de couleur et de Cabibbo $B^0 \rightarrow D^{(*)0} K^{(*)0}$.

Ces modes de désintégration du B sont:

- soit *non charmés*¹⁰ et rares, avec des rapports de branchement \mathcal{BF} inférieurs à 10^{-4} ,
- soit de type *charme ouvert*¹¹. Ils sont plus abondants $1 - 0.01\%$, mais ont des signatures plus compliquées et donc une efficacité de reconstruction plus faible (de l'ordre de quelques pourcents),
- soit de type *charme caché*¹², avec des rapports d'embranchement de l'ordre de 0.1 à $10^{-3} \%$ et des signatures claires (par exemple $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-, e^+ e^-$).

La connaissance des paramètres de la matrice unitaire CKM permettrait de vérifier le Modèle Standard à trois générations. Le but des usines à B , $BABAR$ ou Belle est ainsi de sur-constrindre la mesure des différents paramètres de la matrice CKM (côtes et angles du triangle) à l'aide de multiples états finaux dans la désintégration des mésons B . La figure 1.5 montre les contraintes expérimentales à la fin 2007 sur le triangle d'unitarité liées aux mesures réunies sur les mésons B . Pour reconstruire et étudier précisément les modes cités plus hauts (rares ou avec une efficacité faible) il convient de produire et de détecter des centaines de millions de paires de B , d'où la nécessité de véritables "usines à B ". L'interprétation de la combinaison des différentes contraintes nécessite des outils statistiques qui permettent de tenir compte des corrélations et des effets non linéaires, c'est entre autre le rôle des groupes CKMFitter [43] et UTfit [23]. La valeur des paramètres de la matrice CKM calculée par la collaboration CKMFitter [43] à partir de différentes mesures expérimentales disponibles au début 2007 est donnée dans le tableau 1.3.

Aujourd'hui la contrainte la plus forte est apportée par les mesures faites par les usines à B sur l'angle β (précision d'environ $3,5 \%$). En outre une forte contrainte fut apportée par la mesure en 2006 de Δm_s par l'expérience CDF au Tevatron [24] avec une précision de $0,7 \%$ ¹³. Concernant les deux autres angles du triangle d'unitarité, α et γ , la mesure de l'angle α devient assez précise (environ $6,5 \%$) tandis que l'incertitude sur la valeur de l'angle γ reste encore grande (environ

10. C'est à dire sans apparition d'un quark c dans les chaînes de désintégration du b , par exemple $B \rightarrow \pi\pi$

11. Au moins un des mésons issus de la désintégration du B possède un nombre quantique de charme non nul, par exemple $B \rightarrow D\pi$.

12. Les mésons issus de la désintégration du B ont une structure en quark de type $c\bar{c}$ mais ont alors globalement un nombre quantique de charme nul. Ils sont plus communément appelés *charmonium*.

13. Notons en effet que Δm_d est mesuré avec une précision d'au moins 1% .

40 %). La mesure précise de l'angle γ reste un objectif pour l'expérience LHC_b et les futures "super" usines à B .

TAB. 1.3 – Valeur des paramètres de la matrice CKM avec l'incertitude à deux écart standards calculée par le groupe CKMFitter [43] à partir des mesures expérimentales disponibles au début 2007 et dans le cadre d'un test de cohérence du Modèle Standard.

	Paramètre	Valeur calculée [$\pm 2\sigma$]
Paramétrisation de Wolfenstein	A	0,818 [+0,028 -0,029]
	λ	0,2257 [+0,0016 -0,0016]
	$\bar{\rho}$	0,141 [+0,102 -0,032]
	$\bar{\eta}$	0,348 [+0,027 -0,061]
Invariant de Jarlskog	J	3,08 [+0,29 -0,56] $\times 10^{-5}$
Angles du triangle d'unitarité	α (rad)	1,570 [+0,323 -0,090]
	β (rad)	0,385 [+0,028 -0,031]
	γ (rad)	1,187 [+0,089 -0,302]
Module des éléments de la matrice CKM	$ V_{ud} $	0,97419 [+0,00037 -0,00038]
	$ V_{us} $	0,2257 [+0,0016 -0,0016]
	$ V_{ub} $	0,00362 [+0,00027 -0,00016]
	$ V_{cb} $	0,0417 [+0,0013 -0,0013]
	$ V_{cd} $	0,2256 [+0,0017 -0,0016]
	$ V_{cs} $	0,97334 [+0,00037 -0,00039]
	$ V_{td} $	0,00872 [+0,00042 -0,00117]
	$ V_{ts} $	0,0409 [+0,0014 -0,0013]
	$ V_{tb} $	0,999125 [+0,000054 -0,000055]

1.4.7 Mesure de la violation de CP dans $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$

Les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$, $h^0 = \pi^0, \eta, \omega, \eta'$ proviennent en majorité d'un diagramme arbre supprimé de couleur avec la transition $b \rightarrow c\bar{u}d$. Le méson léger h^0 étant un état propre de CP , en fonction de la désintégration du méson D^0 plusieurs analyses de la violation de CP sont possibles. Après une brève description du principe de la mesure de la violation de CP dans *BABAR*, nous détaillerons comment les paramètres CKM $\sin(2\beta)$ et $\cos(2\beta)$ peuvent être mesurés avec les désintégrations supprimées de couleur.

Mesurer la violation de CP avec *BABAR*

Ce paragraphe présente très succinctement le principe de la mesure de la violation de CP avec le détecteur *BABAR*. Une documentation plus abondante sur le sujet peut être trouvée à [45][46][47]. Une description plus complète de détecteur *BABAR* et du mécanisme de production des mésons B est donnée au chapitre suivant.

Dans l'expérience *BABAR* les mésons B sont produits par paire cohérente à travers le processus $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ [48] et évolue ainsi de façon cohérente au sens quantique. Chaque B neutre oscillant entre les états B^0 et \bar{B}^0 , par conservation du nombre quantique de beauté les deux B oscillent en opposition de phase. Ainsi en connaissant la saveur du B de tagging et son point de désintégration, l'évolution de la saveur du second B est connue grâce à la relation 1.4.16.

Les faisceaux e^+ et e^- sont d'énergie différente, ce qui procure une poussée de Lorentz¹⁴ de $\beta_c\gamma_c = 0.56$, au centre de masse. Sous l'action de cette poussée les mésons B volent alors suffisamment longtemps pour que leur distance de vol soit mesurable à travers la reconstruction de leur vertex de production et de désintégration¹⁵. Un des deux mésons B , dit de *tagging*, est reconstruit dans un mode qui révèle sa saveur¹⁶.

Le second B , dit de *signal*, est reconstruit dans un mode où se manifeste la violation de CP . Le choix de ce mode dépend de la méthode utilisée et du paramètre CKM mesuré. Dans le cas de la mesure de $\sin(2\beta)$ par exemple, le second B est reconstruit dans un état final qui est un mode propre de CP . En effet les deux mésons B et \bar{B} peuvent alors contribuer à cet état final et donc interférer.

La longueur L présente dans l'équation de l'asymétrie 1.4.21 est la distance entre les vertex de désintégration des deux B . Cette distance est mesurée selon une direction z pour laquelle la résolution du détecteur de vertex est maximale. Elle est ensuite convertie en une différence de temps à l'aide de la relation :

$$\Delta z = \beta_c\gamma_cc \cdot \Delta t. \quad (1.4.70)$$

La différence de temps Δt peut devenir négative lorsque les deux mésons B ont des impulsions opposées. Ainsi bien qu'expérimentalement les détecteurs de vertex mesurent une distance et non un temps, on parle généralement *d'asymétrie dépendante du temps* :

$$A_{CP}(B^0 \rightarrow f, \Delta t) = A_{CP}^{dir}(B^0 \rightarrow f) \cos(\Delta m \cdot \Delta t) + A_{CP}^{interf}(B^0 \rightarrow f) \sin(\Delta m \cdot \Delta t). \quad (1.4.71)$$

Le temps t est ici le temps propre du méson B . Suivant le canal dans lequel le B de signal est reconstruit, les asymétries A_{CP}^{dir} et A_{CP}^{interf} dépendent des différents paramètres CKM . Ces paramètres sont finalement calculés à l'aide d'un ajustement sur les données de l'asymétrie $A_{CP}(B^0 \rightarrow f, \Delta t)$ en fonction du temps Δt .

La figure 1.6 donne en exemple les distributions de la différence Δt entre le temps de désintégration de chacun des deux B pour un canal $(c\bar{c})K_S^0$ [49].

14. β_c et γ_c ne désignent pas ici les angles du triangle CKM mais les variables de cinématique relativiste, soit pour une particule de vitesse v : $\beta_c = v/c$ et $\gamma_c = 1/\sqrt{1 - \beta_c^2}$.

15. La distance de vol moyenne d'un B dans *BABAR* est de 250 microns.

16. Un exemple de mode de désintégration *tagging* est l'ensemble des modes semi-leptoniques $B^0 \rightarrow D^- l^+ \nu_l$ où le signe du lepton révèle directement la saveur du méson B . Les désintégrations hadroniques $B \rightarrow XD$ avec $D \rightarrow XK$ sont aussi utilisées, la charge du kaon révélant la saveur du méson D et donc celle du B . Cette méthode offre plus de possibilités que le tagging semi-leptonique mais avec une pureté inférieure.

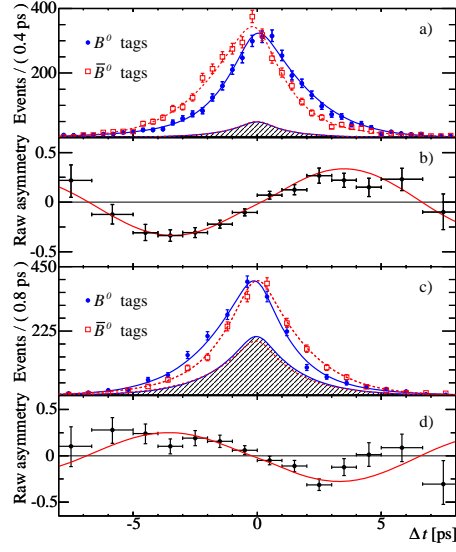


FIG. 1.6 – Distributions dans les données de Δt (figures (a) et (c)) et de l'asymétrie (figures (b) et (d)) des modes de désintégration respectivement paires ($\eta_{CP} = +1$, figures (a) et (b)) et impaires ($\eta_{CP} = -1$, figures (c) et (d)). Les cercles pleins sont les B^0 et les carrés vides les \bar{B}^0 . Les distributions au centre représentent la distribution du bruit de fond. Les figures d'asymétrie représentent la différence entre les distributions $B^0 - \bar{B}^0$.

La figure 1.7 schématise le rôle des différents canaux des deux B .

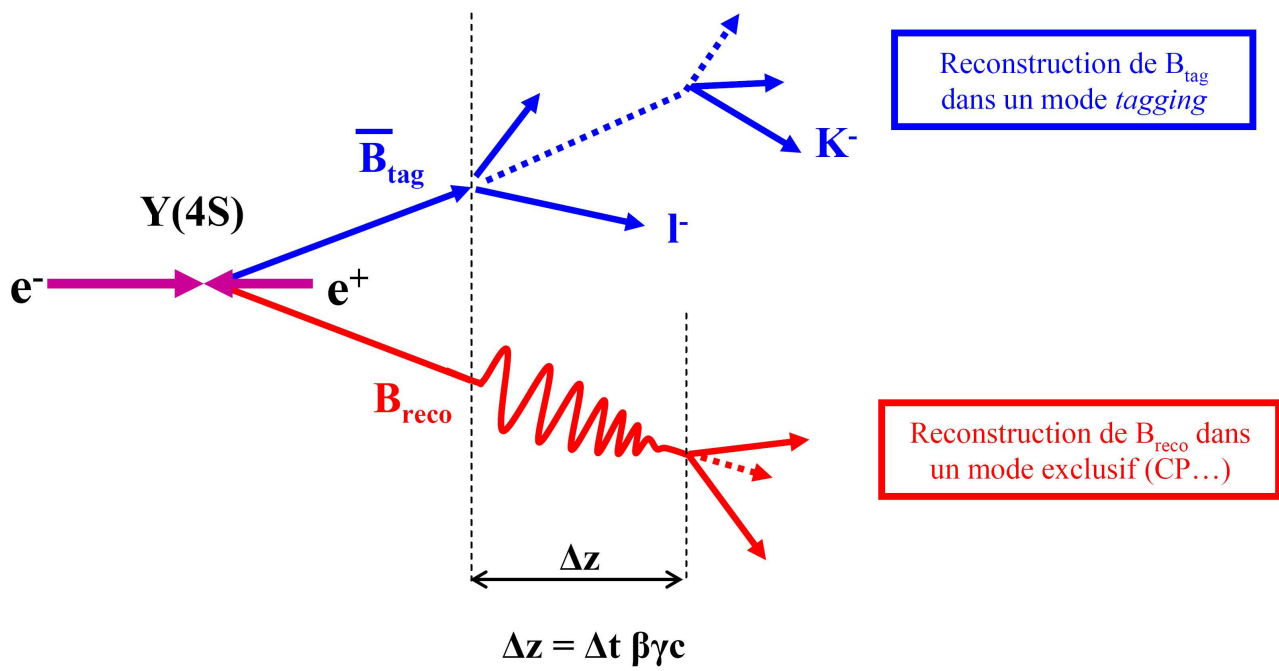


FIG. 1.7 – Schéma de principe de la mesure de l'asymétrie $B^0 - \bar{B}^0$ dans les usines à B à faisceaux asymétriques BABAR et Belle. La corrélation quantique entre les deux B issus du $Y(4S)$ permet de connaître la saveur du second B à partir de la connaissance de la saveur d'un B et de la distance entre les deux vertex Δz .

Mesure de $\sin(2\beta)$

Les mesures d'asymétries CP dans les mésons neutres B à l'aide de l'interférence entre la désintégration du B et le mélange $B^0 - \bar{B}^0$ ont permis de tester et de contraindre le mécanisme de violation de CP du Modèle Standard.

En effet le mélange $B^0 - \bar{B}^0$ introduit une différence de phase de 2β entre les états B^0 et \bar{B}^0 , qui est mesurable par interférence si les mésons B sont reconstruits dans un état propre de CP . Dans ce cas le paramètre λ (1.4.71) s'écrit alors $\lambda = \exp(2i\beta) \frac{A(\bar{B}^0 \rightarrow f)}{A(B^0 \rightarrow f)}$ et donc $Im(\lambda) = \sin(2\beta)$ et $|\lambda| = 1 + \mathcal{O}(0.01)$ en négligeant les violations de CP directes et indirectes. Dans ces conditions l'amplitude de l'asymétrie 1.4.71 s'écrit :

$$A_{CP}(B^0 \rightarrow f, \Delta t) = \mathcal{C} \cos(\Delta m \cdot \Delta t) + \mathcal{S} \sin(\Delta m \cdot \Delta t). \quad (1.4.72)$$

A l'aide des relations 1.4.22 et en négligeant les éventuelles phases dues en particulier à l'interaction forte :

$$\mathcal{C} = 0 \quad ; \quad \mathcal{S} = \sin(2\beta). \quad (1.4.73)$$

On constate que dans ce cas l'amplitude de l'asymétrie dépendante du temps vaut $\sin(2\beta)$, l'angle β devient alors un paramètre accessible par l'expérience, moyennant les ambiguïtés trigonométriques : pour une valeur de $\sin(2\beta)$, 4 valeurs de β sont en effet possibles. Le paramètre CKM β est l'angle du triangle d'unitarité mesuré le plus précisément actuellement. La mesure la plus précise de l'amplitude $\sin(2\beta)$ est effectuée dans les canaux $b \rightarrow c\bar{c}s$ avec une précision inférieure à 4 %, la moyenne mondiale des mesures de $\sin(2\beta)$ avec ces canaux est [50] :

$$\sin(2\beta) = 0,675 \pm 0,026. \quad (1.4.74)$$

Le Modèle Standard ne donne aucune prédiction de la valeur de $\sin(2\beta)$, il faut donc mesurer ce paramètre dans des canaux pour lesquels la contribution du Modèle Standard est dominante. Cette valeur de $\sin(2\beta)$ servant ensuite comme "étalon du Modèle Standard".

Pour le canal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$, si le méson neutre D se désintègre dans un état propre de CP , l'état final est alors un état propre de CP auquel cas la relation 1.4.72 est applicable et l'amplitude de l'asymétrie CP dépendante du temps est égale à $\sin(2\beta)$. Contrairement aux $b \rightarrow c\bar{c}s$, les transitions $b \rightarrow c\bar{u}d$ ne reçoivent aucune contribution de diagramme pingouin, les incertitudes théoriques sur la mesure sont donc plus petites que pour $b \rightarrow c\bar{c}s$ ¹⁷. Dans ce cas la valeur de $\sin(2\beta)$ extraite avec $b \rightarrow c\bar{u}d$ serait alors celle du Modèle Standard¹⁸.

L'asymétrie dépendante du temps de $b \rightarrow c\bar{u}d$ est légèrement différente de $\sin(2\beta)$ à cause des contributions $b \rightarrow c\bar{u}d$ dont la phase faible est différente (voir figure 1.8). La transition $b \rightarrow u$ étant supprimée de Cabibbo (1.4.53) par rapport à $b \rightarrow c$, elle peut être négligée avec une incertitude théorique correspondante d'environ 5 % [52].

En 2007 la collaboration *BABAR* a mesuré $\sin(2\beta)$ avec le canal $B \rightarrow D_{CP}^{(*)0}h^0$ avec un échantillon de 383×10^6 paires $B\bar{B}$ [52]. Le tableau montre les différents modes utilisés ainsi que le nombre d'événements mesuré, les modes étant classés suivant leur valeur propre de CP η_{CP} : $\eta_{CP} = +1$ (paire) ou $\eta_{CP} = -1$ (impaire). La figure 1.9 donne les distributions de masse invariante m_{ES} ¹⁹ de B^0 pour la combinaison des modes paires et impaires. Les distributions de la différence Δt entre le temps de désintégration de chacun des deux B sont données à la figure 1.10.

17. En effet dans le Modèle Standard la contribution principale aux boucles des diagrammes pingouins (voir la section 1.3) vient du quark *top*, mais la présence de particules plus lourdes inconnues peut modifier l'amplitude du diagramme.

18. Une possible mais extrêmement peu probable incidence de Nouvelle Physique dans cette mesure pourrait se manifester à travers une violation de la R -parité dans des processus supersymétrique tels que $b \rightarrow \bar{u}\tilde{s}_R$, $\tilde{s}_R \rightarrow cd$ [51].

19. La variable m_{ES} (*energy substituted mass*) diffère de la masse invariante classique par l'application de la contrainte de l'énergie du faisceau e^+e^- , connu avec une excellente précision. Nous reviendrons sur sa définition à la section 3.3.1.

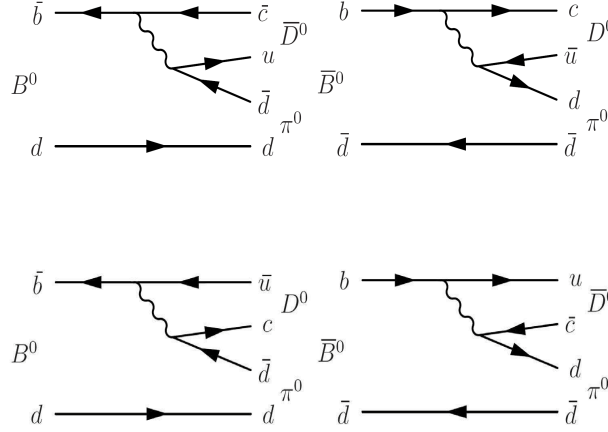


FIG. 1.8 – Figures du haut : diagrammes dominants dans la désintégration $B \rightarrow D^0 \pi^0$. Figures du bas : diagrammes supprimés de Cabibbo.

TAB. 1.4 – Différents canaux reconstruits pour la mesure de $\sin(2\beta)$ dans $B \rightarrow D_{CP}^{(*)0} h^0$ avec le nombre de candidats B mesuré par canaux [52]. Les incertitudes sont purement statistiques.

$\eta_{CP}(B) = +1$			$\eta_{CP}(B) = -1$		
Mode	$\eta_{CP}(D^0)$	N_{signal}	Mode	$\eta_{CP}(D^0)$	N_{signal}
$D^0(K_s \omega) \pi^0$	-1	$26,2 \pm 6,3$	$D^0(KK) \pi^0$	+1	104 ± 17
$D^0(K_s \pi^0) \omega$	-1	$40,0 \pm 8,0$	$D^0(KK) \eta(\gamma\gamma)$	+1	$28,9 \pm 6,5$
$D^0(K_s \omega) \omega$	-1	$23,2 \pm 6,8$	$D^0(KK) \eta(3\pi)$	+1	$14,2 \pm 4,7$
$D^{*0}(KK) \pi^0$	+1	$23,2 \pm 6,3$	$D^0(KK) \omega$	+1	$51,2 \pm 8,5$
$D^{*0}(KK) \eta(\gamma\gamma)$	+1	$9,8 \pm 3,5$	$D^{*0}(K_s \omega) \pi^0$	-1	$5,5 \pm 3,3$
$D^{*0}(KK) \eta(3\pi)$	+1	$6,8 \pm 2,9$			
Combinés		131 ± 16	Combinés		209 ± 23
Total	340 ± 32				

La valeur mesurée des paramètres $\sin(2\beta)$ et $\cos(2\beta)$ est :

$$\begin{aligned} \mathcal{S} &= -0,56 \pm 0,23 \text{ (stat)} \pm 0,05 \text{ (syst)}, \\ \mathcal{C} &= -0,23 \pm 0,16 \text{ (stat)} \pm 0,04 \text{ (syst)}, \end{aligned} \quad (1.4.75)$$

soit à 2,3 écarts standards de l'hypothèse de non-violation de CP . Ces valeurs sont compatibles avec les mesures faites avec les canaux $b \rightarrow c\bar{c}s$ [50] : $\sin(2\beta) = 0.675 \pm 0.026$. La précision sur ce résultat étant limitée par la statistique disponible, nous projetons de refaire la mesure avec la totalité des runs 1 à 6 de *BABAR* soit environ 460 millions de paires $B\bar{B}$. Nous avons réalisé une étude préliminaire qui a montré que le nombre d'événements de signal attendu pouvait être significativement augmenté en rajoutant des sous-modes et en optimisant les sélections.

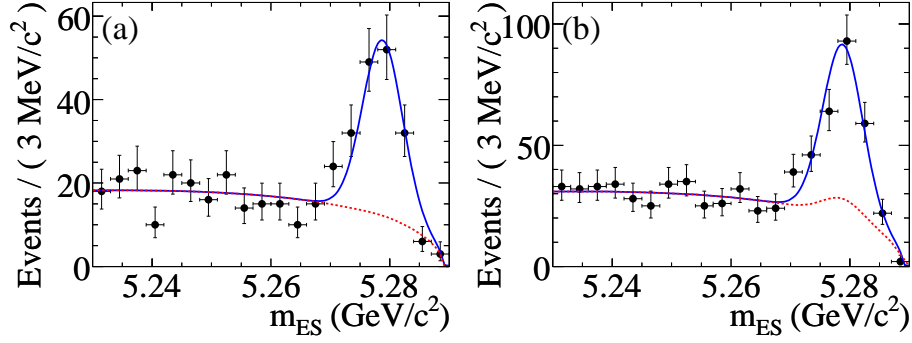


FIG. 1.9 – Distributions de masse invariante m_{ES} dans les données des modes de désintégration $B \rightarrow D_{CP}^{(*)0} h^0$ respectivement paires ($\eta_{CP} = +1$, figure (a)) et impaires ($\eta_{CP} = -1$, figure (b)). La ligne pleine représente le résultat global du fit de m_{ES} tandis que la ligne en pointillé représente la distribution du bruit de fond.

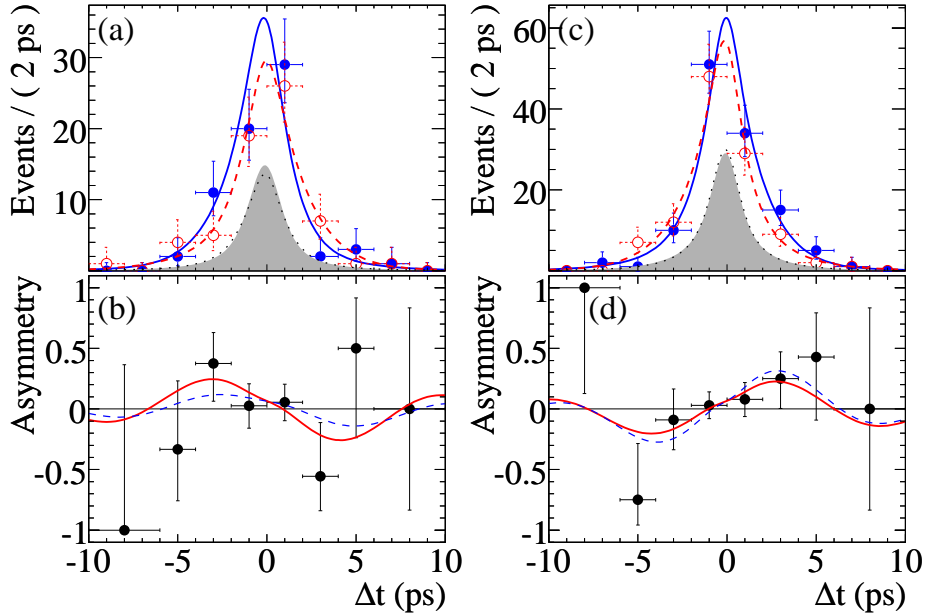


FIG. 1.10 – Distributions dans les données de Δt (figures du haut) et de l'asymétrie (figures du bas) des modes de désintégration $B \rightarrow D_{CP}^{(*)0} h^0$ respectivement paires ($\eta_{CP} = +1$, figure de gauche) et impaires ($\eta_{CP} = -1$, figure de droite) dans la région du signal ($m_{ES} > 5.26 \text{ GeV}/c^2$). Les cercles pleins sont les B^0 et les cercles vides les \bar{B}^0 . Les zones sombres représentent la distribution du bruit de fond. Les figures d'asymétrie représentent la différence entre les distributions $B^0 - \bar{B}^0$, la ligne solide étant le résultat du fit combiné de l'asymétrie et la ligne en pointillé étant le résultat du fit de l'asymétrie pour les modes paires/impaires séparément.

Mesure de $\cos(2\beta)$

La mesure de l'amplitude d'asymétrie $\sin(2\beta)$ (cf. paragraphe 1.4.7) ne donne par accès directement à l'angle β du triangle d'unitarité : deux ambiguïtés géométriques subsistent sur la valeur de 2β et quatre pour β comme le détaille la figure 1.11.

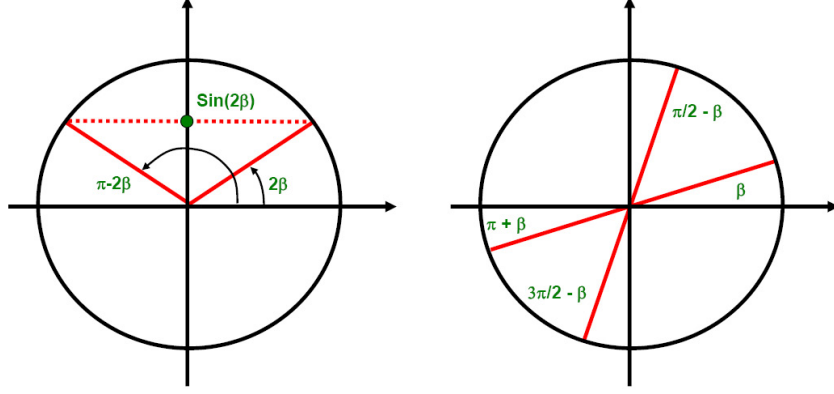


FIG. 1.11 – La simple mesure de $\sin(2\beta)$ laisse une ambiguïté purement géométrique sur la valeur de 2β (cercle trigonométrique de gauche) et de β (cercle trigonométrique de droite).

Cette ambiguïté peut être partiellement levée par la mesure du signe de $\cos(2\beta)$. L'extraction de $\cos(2\beta)$ a été faite de diverses façons dans *BABAR* et *Belle* :

- avec les distributions angulaires du canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ par la mesure de l'interférence entre les différentes composantes angulaires de l'état final [53]. La moyenne mondiale est $\cos(2\beta) = 1,64 \pm 0,62$ [50].
- avec le canal $B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-} K_s$ par la mesure dans le plan de Dalitz de l'interférence entre les résonances intermédiaires [54]. La moyenne mondiale est $\cos(2\beta) = 0,24 \pm 0,22$ [50].
- avec le canal $B^0 \rightarrow K^+ K^- K^0$ par un ajustement du plan de Dalitz dépendant du temps [55]. Le résultat de *BABAR* est $\beta = 0,352 \pm 0,076 \pm 0,026$ [50].

Une autre méthode utilise le canal supprimé de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ où le D^0 est reconstruit en $K_s \pi^+ \pi^-$ [56]. Nous allons détailler à présent cette méthode qui est intéressante dans le cadre de cette thèse.

Considérons un méson neutre B , dont la saveur \bar{B}^0 est connue au temps t_{tag} , au temps t_{sig} l'état du méson B sera :

$$|B(\Delta t)\rangle = e^{-|\Delta t|/2\tau_{B^0}} (|\bar{B}^0\rangle \cos(\Delta m \Delta t/2) + i e^{i2\beta} |B^0\rangle \sin(\Delta m \Delta t/2)), \quad (1.4.76)$$

où $\Delta t = t_{sig} - t_{tag}$ et τ_{B^0} est la durée de vie moyenne d'un méson B neutre.

Dans toute la suite le facteur décrivant la désintégration $e^{-|\Delta t|/2\tau_{B^0}}$ sera sous-entendu. Comme pour la mesure de $\sin(2\beta)$ seule la transition $b \rightarrow c\bar{u}d$ est considérée. L'amplitude de la désintégration du méson B vers un état final Ω par le Hamiltonien \mathcal{H} s'écrit alors :

$$\langle \Omega | \mathcal{H} | B(\Delta t) \rangle = A_\Omega \cos(\Delta m \Delta t/2) + i e^{i2\beta} \bar{A}_\Omega \sin(\Delta m \Delta t/2), \quad (1.4.77)$$

avec :

$$\begin{aligned} A_\Omega &= \langle \Omega | \mathcal{H} | B^0 \rangle = \langle K_s \pi^+ \pi^- | \mathcal{H} | \bar{D}^0 \rangle \langle \bar{D}^0 h^0 | \mathcal{H} | B^0 \rangle = f_+ \times A \\ \bar{A}_\Omega &= \langle \Omega | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle = \langle K_s \pi^+ \pi^- | \mathcal{H} | D^0 \rangle \langle D^0 h^0 | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle = f_- \times \bar{A} \end{aligned} \quad (1.4.78)$$

L'amplitude de désintégration du \overline{D}^0 en $K_s\pi^+\pi^-$ est $f_+ = f(m_+^2, m_-^2)$, où f est la densité de probabilité complexe dans le plan de Dalitz de $\overline{D}^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$, et où m_+^2 et m_-^2 sont les carrés de la masse invariante de respectivement $K_s\pi^+$ et $K_s\pi^-$. En supposant, avec une très bonne approximation, l'absence de violation de CP dans le système des mésons D neutres et en négligeant les effets du mélange²⁰ $D^0 - \overline{D}^0$, l'amplitude de la désintégration d'un D^0 est $f_- = f(m_-^2, m_+^2)$. Par ailleurs en supposant l'absence de violation de CP directe dans les B , le ratio \bar{A}/A s'écrit :

$$\frac{\bar{A}}{A} = \frac{\langle D^0 h^0 | \mathcal{H} | \overline{B}^0 \rangle}{\langle \overline{D}^0 h^0 | \mathcal{H} | B^0 \rangle} = \eta_{h^0} \cdot (-1)^L, \quad (1.4.79)$$

où L est le moment orbital du système $D^{(*)0}h^0$ et où η_{h^0} est la valeur propre de CP du méson h^0 .

L'amplitude 1.4.77 s'écrit alors pour respectivement B^0 et \overline{B}^0 :

$$\langle \Omega | \mathcal{H} | B^0(\Delta t) \rangle = f_+ \cos(\Delta m \Delta t / 2) + i e^{i2\beta} \eta_{h^0} (-1)^L f_- \sin(\Delta m \Delta t / 2), \quad (1.4.80)$$

$$\langle \Omega | \mathcal{H} | \overline{B}^0(\Delta t) \rangle = f_- \cos(\Delta m \Delta t / 2) + i e^{-i2\beta} \eta_{h^0} (-1)^L f_+ \sin(\Delta m \Delta t / 2), \quad (1.4.81)$$

$$(1.4.82)$$

et l'expression du carré du module sera, avec $F_+ = |f_+|^2 + |f_-|^2$ et $F_- = |f_+|^2 - |f_-|^2$:

$$|\langle \Omega | \mathcal{H} | B^0(\Delta t) \rangle|^2 = F_+ \left\{ 1 + \frac{F_-}{F_+} \cos(\Delta m \Delta t) - 2\eta_{h^0} \frac{\text{Im}(e^{-2i\beta} f_+^* f_-)}{F_+} \sin(\Delta m \Delta t) \right\} \quad (1.4.83)$$

$$|\langle \Omega | \mathcal{H} | \overline{B}^0(\Delta t) \rangle|^2 = F_+ \left\{ 1 - \frac{F_-}{F_+} \cos(\Delta m \Delta t) - 2\eta_{h^0} \frac{\text{Im}(e^{+2i\beta} f_+^* f_-)}{F_+} \sin(\Delta m \Delta t) \right\} \quad (1.4.84)$$

L'amplitude de $\sin(\Delta m \Delta t)$ peut alors être réécrite pour B^0 :

$$\text{Im}(e^{-2i\beta} f_+^* f_-) = \text{Im}(f_- f_+^*) \cos(2\beta) - \text{Re}(f_- f_+^*) \sin(2\beta). \quad (1.4.85)$$

Nous constatons donc que si le modèle de désintégration de $D^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$ est fixé, c'est-à-dire si les paramètres de f_{\pm} sont connus, un ajustement du plan de Dalitz correspondant donne accès simultanément à $\sin(2\beta)$ et $\cos(2\beta)$. La phase et le module des amplitudes complexes f_{\pm} varient sur le plan de Dalitz, il est donc nécessaire de modéliser ces amplitudes. Un modèle dit *isobare* de plan de Dalitz avait été étudié par la collaboration CLEO [58]. Ce modèle a récemment été ajusté dans *BABAR* [59] sur un échantillon très pur de 80000 désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0(K_s\pi^+\pi^-)\pi^+$, fixant ainsi les paramètres des amplitudes complexes f_{\pm} . C'est précisément du choix de ce modèle que vient l'erreur systématique notée (*Dalitz*) dans (1.4.87).

Cette analyse a été réalisée par Belle avec $386 \times 10^6 B\overline{B}$ [60] puis par *BABAR* avec $383 \times 10^6 B\overline{B}$ [61].

Les figures 1.12 et 1.13 montrent respectivement la distribution des données de *BABAR* [61] dans le plan de Dalitz et leur projection le long des deux axes et de la diagonale. L'asymétrie $B^0 - \overline{B}^0$ en fonction du temps pour trois régions du plan de Dalitz, correspondant à trois résonances de $D^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$, est donnée à la figure 1.14.

20. Les oscillations dues au mélange $D^0 - \overline{D}^0$ ont été récemment observées par *BABAR* et Belle [57].

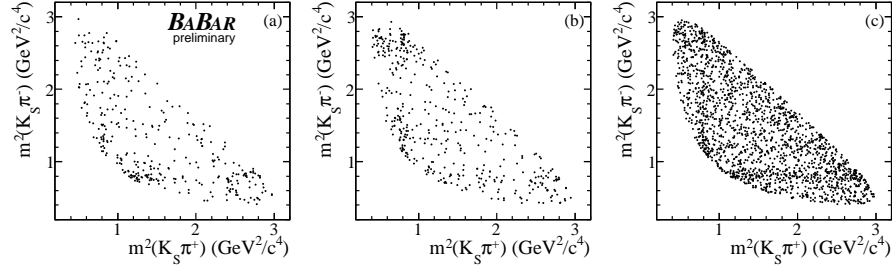


FIG. 1.12 – Distribution des données de BABAR dans le plan de Dalitz pour les candidats B^0 (a), \bar{B}^0 (b) dans la région de signal $m_{ES} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$, et distribution des événements hors de la région de signal $m_{ES} < 5,27 \text{ GeV}/c^2$ (c).

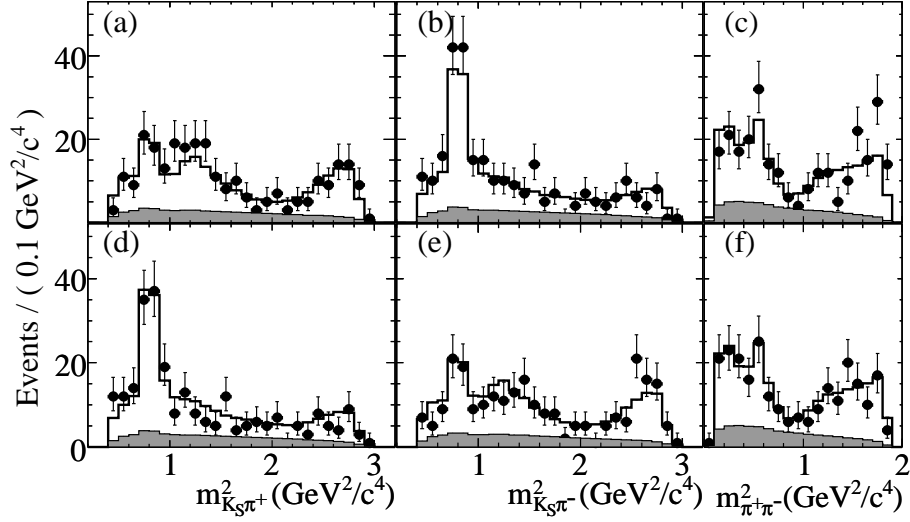


FIG. 1.13 – Distribution des données de BABAR dans la projection du plan de Dalitz pour les candidats B^0 (a,b,c) et \bar{B}^0 (d,e,f) dans la région de signal $m_{ES} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$. Les points représentent les données, les histogrammes sont les projections des fonctions de densité de probabilité et les zones sombres représentent la distribution du bruit de fond.

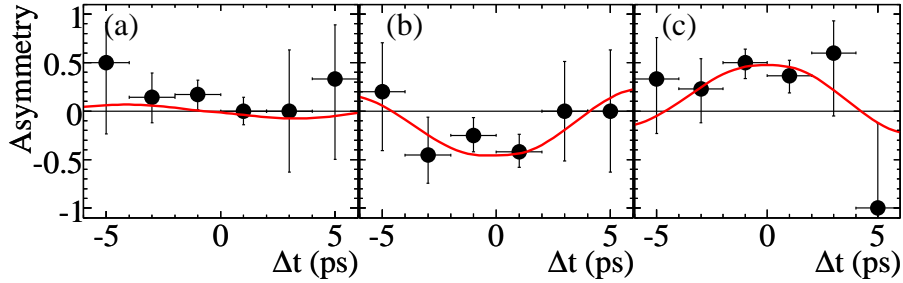


FIG. 1.14 – Distributions de l'asymétrie en fonction du temps dans trois zones du plan de Dalitz correspondantes aux régions des résonances $D \rightarrow K_S \rho$ (a), $D \rightarrow K^{*+} \pi^-$ (b) et $D \rightarrow K^{*-} \pi^+$ (c). Les lignes pleines sont la projection des fonctions de densité de probabilité.

Le résultat des mesures par Belle et *BABAR* avec $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 K_s \pi^+ \pi^- h^0$ est :
 Belle :

$$\begin{aligned}\cos(2\beta) &= 1,87^{+0,40+0,22}_{-0,53-0,32}, \\ \sin(2\beta) &= 0,78 \pm 0,44(stat.) \pm 0,22(syst.),\end{aligned}\tag{1.4.86}$$

BABAR :

$$\begin{aligned}\cos(2\beta) &= 0,42 \pm 0,49(stat.) \pm 0,09(syst.) \pm 0,13(Dalitz), \\ \sin(2\beta) &= 0,29 \pm 0,34(stat.) \pm 0,03(syst.) \pm 0,05(Dalitz).\end{aligned}\tag{1.4.87}$$

Le tableau 1.5 donne la moyenne mondiale des différentes mesures de $\cos(2\beta)$ et β . On constate que la valeur de $\cos(2\beta)$ mesurée par *BABAR* est compatible avec les différentes méthodes.

TAB. 1.5 – *Comparaison des moyennes mondiales [50] des mesures de $\cos(2\beta)$ et β .*

Canal utilisé	Résultat
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$\cos(2\beta) = 1,64 \pm 0,62$
$B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-} K_s$	$\cos(2\beta) = 0,24 \pm 0,22$
$B^0 \rightarrow K^+ K^- K^0$	$\beta = 0,352 \pm 0,076 \pm 0,026$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$	$\cos(2\beta) = 1,01 \pm 0,40$

Le résultat de Belle contraint $\cos(2\beta)$ à être positif avec 98,3% CL, et le résultat de *BABAR* à 87% CL. Ces mesures de $\sin(2\beta)$ sont compatibles avec la mesure très précise faite avec les canaux charmonium.

1.5 Phénoménologie de l'interaction forte dans les mésons B .

Les désintégrations faibles des hadrons permettent l'accès le plus direct à la mesure de tous les paramètres de la matrice CKM et donc à l'exploration de la physique de la violation de CP . Mais il est en même temps indispensable d'étudier dans ces désintégrations la physique de l'interaction forte, qui complique ces études car elle est responsable du confinement des quarks et des gluons. Ainsi la compréhension de la connection entre quarks et hadrons est nécessaire pour modéliser la désintégration des mésons B et extraire des différentes mesures les paramètres de la matrice CKM . Un des processus les plus simples est celui incluant deux hadrons dans l'état final d'une désintégration non-leptonique, ce qui est le cas des canaux étudiés dans cette analyse.

Pour les diagrammes en arbre la désintégration faible non-leptonique est décrite par l'échange d'un seul W (voir la figure 1.15(a)).

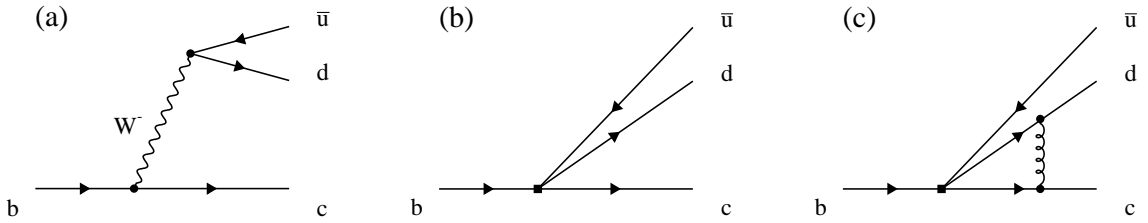


FIG. 1.15 – Figure (a) : diagramme à l'ordre des arbres de la désintégration faible $b \rightarrow c \bar{u} d$. Figure (b) : diagramme effectif avec interaction de Fermi. Figure (c) : diagramme effectif avec une correction radiative QCD .

La masse du quark b étant très inférieure à celle du W (m_W)²¹, la désintégration du W est remplacée par une interaction effective à 4 quarks (interaction de Fermi, voir la figure 1.15 (b)). En l'absence d'interaction forte et pour des transferts d'impulsion très inférieurs à m_W , le processus est décrit par un Hamiltonien effectif faible, produit de 2 courants²² :

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud}^* V_{cb} [\bar{c} \gamma^\nu (1 - \gamma^5) b] \times [\bar{d} \gamma^\nu (1 - \gamma^5) u] + \mathcal{O} \left(\frac{k^2}{m_W^2} \right), \quad (1.5.1)$$

où k est le quadri vecteur énergie-impulsion du W et G_F la constante de Fermi.

L'interaction forte modifie la forme de (1.5.1) mais seuls les effets à courte distance sont calculables analytiquement. Dans le cas d'un processus impliquant des masses supérieures à $\Lambda_{QCD} \sim 1 \text{ GeV}$ comme la désintégration d'un méson B , on définit une échelle de renormalisation μ (typiquement $\mu \sim m_B$) qui délimite les régimes d'énergie où l'approximation perturbative est valable :

- à "haute" énergie ($> \mu$), les effets à courte distance de l'interaction forte peuvent être calculés de façon perturbative et changent le vertex faible (sans effet QCD) en un vertex effectif (cf. Fig. 1.15(b)) .
- à "basse" énergie ($< \mu$), l'interaction forte à longue distance est responsable du confinement des quarks en hadrons, l'approximation perturbative n'est alors plus valable.

L'approximation par un "développement en produit d'opérateurs" (*Operator Product Expansion* [63]) permet de prendre en compte l'interaction forte et aboutit au Hamiltonien [64][65] voir la figure 1.15 (c) :

21. $m_W/m_b \sim 80,043/4,70 \sim 17,1$ [28].

22. Historiquement la première approche de la factorisation fut faite par Feynman et Schwinger [62] afin de prédire les rapports relatifs des désintégrations $\Delta T = \frac{3}{2}$ et $\Delta T = \frac{1}{2}$ de $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ et $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ à partir des désintégrations leptoniques des kaons.

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ V_{ud}^* V_{cb} \left(c_1(\mu) O_1 + c_8(\mu) O_8 \right) \right\}, \quad (1.5.2)$$

où O_1 et O_8 sont des opérateurs locaux à 4 quarks :

$$\begin{aligned} O_1 &= (\bar{c}_\alpha b_\alpha)_{V-A} (\bar{d}_\beta u_\beta)_{V-A} \\ &= [\bar{c}\gamma^\nu(1-\gamma_5)b] \times [\bar{d}\gamma_\nu(1-\gamma_5)u] \end{aligned} \quad (1.5.3)$$

$$\begin{aligned} O_8 &= (\bar{c}_\alpha b_\beta)_{V-A} (\bar{d}_\beta u_\alpha)_{V-A} \\ &= \left[\bar{c}\gamma^\nu(1-\gamma_5)\frac{\lambda^i}{\sqrt{2}}b \right] \times \left[\bar{d}\gamma_\nu(1-\gamma_5)\frac{\lambda^i}{\sqrt{2}}u \right]. \end{aligned} \quad (1.5.4)$$

Les indices α et β sont les indices de couleur et les λ^i désignent les matrices de Gell-Mann de $SU(3)$. Ainsi l'opérateur courant-courant O_8 crée des états avec des nombres quantiques de couleur en octet et non pas en singulet comme pour l'opérateur O_1 . Sans interaction forte seule l'opérateur O_1 subsisterait donc. Les coefficients c_1 et c_8 sont appelés *coefficients de Wilson* et décrivent les effets *QCD* perturbatifs. Si l'interaction forte n'intervenait pas, nous aurions alors $c_1 = 1$ et $c_8 = 0$ [66].

Les opérateurs O_1 et O_8 sont renormalisés à l'échelle μ tandis que les coefficients de Wilson sont des fonctions de l'échelle d'énergie μ . La dépendance des coefficients de Wilson en énergie est calculée en faisant coïncider le Modèle Standard et la théorie effective à $\mu = m_W$. L'évolution des $c_i(\mu)$ est ensuite calculée de façon perturbative à l'aide des équations de renormalisation jusqu'à l'échelle $\mu = m_b$. On obtient alors [67]:

$$c_1 = \frac{2}{3} \left[\frac{\alpha_s(m_W)}{\alpha_s(m_b)} \right]^{6/23} + \frac{1}{3} \left[\frac{\alpha_s(m_W)}{\alpha_s(m_b)} \right]^{-12/23} \quad (1.5.5)$$

$$c_8 = \frac{1}{2} \left[\frac{\alpha_s(m_W)}{\alpha_s(m_b)} \right]^{6/23} - \frac{1}{2} \left[\frac{\alpha_s(m_W)}{\alpha_s(m_b)} \right]^{-12/23}, \quad (1.5.6)$$

soit $c_1 \simeq 1,03$ et $c_8 \simeq -0,26$. La factorisation du Hamiltonien effectif (1.5.2) fait apparaître 3 classes de désintégrations suivant le rôle joué par le quark spectateur du méson B (cf. Fig. 1.16). Dans les désintégrations de classe I le pion est émis par le vertex faible, tandis que dans la classe II le quark spectateur participe à la création du pion. Les classes I et II sont des diagrammes en arbre. Dans les désintégrations de classe III²³ les quarks de l'état final sont produits à partir de l'état du vide ce qui implique une forte suppression de ce diagramme par le facteur de forme correspondant [70].

Les diagrammes de classe II, présentés au paragraphe 1.3, sont dits *supprimés de couleur* car les quarks issus de la désintégration du W se combinant avec les 2 quarks en recul du méson B pour former 2 singulets de couleur, ils subissent alors une contrainte de couleur qui amoindrit l'amplitude totale d'un facteur $1/N_c$ où N_c est le nombre de couleur.

Un mode de désintégration de méson B peut recevoir des contributions de plusieurs classes. Le tableau 1.6 donne pour chaque classe quelques modes auxquels elles contribuent. On remarque que les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ sont quasiment purement supprimées de couleur.

Dans la limite de la symétrie d'isospin fort $SU(3)$, les paires de méson $\pi^0 - \pi^\pm$ et $D^0 - D^\pm$ sont dégénérées²⁴. Dans ce cas l'état final $D^{(*)}\pi$ ²⁵ est une combinaison linéaire d'états propres

23. Ces diagrammes sont dits *d'annihilation* ou encore *de production par gluon* [68][69].

24. Dans la réalité la symétrie $SU(3)$ entre $\pi^0 - \pi^\pm$ et $D^{(*)0} - D^{(*)\pm}$ est légèrement brisée. En effet si $SU(3)$ était parfaitement respectée les mésons des paires π et D auraient la même masse, or $m(\pi^0) = (134,9766 \pm 0,0006) \text{ MeV}/c^2$ et $m(\pi^\pm) = (139,57018 \pm 0,00035) \text{ MeV}/c^2$, $m_{D^\pm} - m_{D^0} = (4,76 \pm 0,10) \text{ MeV}/c^2$ et $m_{D^{*\pm}} - m_{D^{*0}} = (3,30 \pm 0,0007) \text{ MeV}/c^2$ [28].

25. Ces remarques sont également valables pour le système $D^{(*)}\rho$.

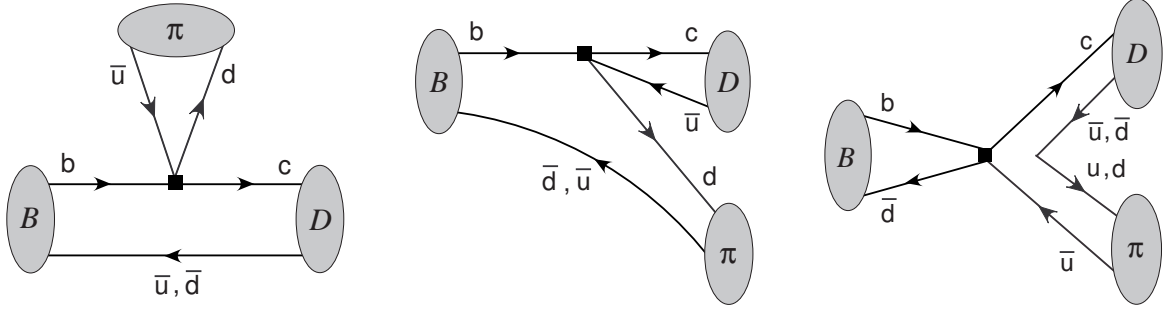


FIG. 1.16 – Les 3 classes de désintégration possibles, de gauche à droite : diagramme en arbre (I), supprimé de couleur (II) et d'annihilation (III) [68].

TAB. 1.6 – Liste des trois différentes classes de diagrammes possibles pour $B \rightarrow D\pi$ avec les canaux hadroniques auxquels chacune contribue.

Topologie	Canal hadronique
arbre	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-$ $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$
supprimé de couleur	$B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$
annihilation (très supprimée)	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-$ $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$

d'isospin $I = 1/2$ et $I = 3/2$. Chaque classe peut donc être paramétrée en fonction de 2 amplitudes d'isospin $A_{1/2}$ et $A_{3/2}$ à l'aide des tables de coefficient de Clebsch-Gordan [28] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-) &\equiv \mathcal{A}_{+-}^{(*)} = \frac{1}{\sqrt{3}}A_{3/2}^{(*)} + \sqrt{\frac{2}{3}}A_{1/2}^{(*)}, \\
\mathcal{A}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0) &\equiv \mathcal{A}_{00}^{(*)} = \sqrt{\frac{2}{3}}A_{3/2}^{(*)} - \frac{1}{\sqrt{3}}A_{1/2}^{(*)},
\end{aligned} \tag{1.5.7}$$

et donc²⁶ :

$$\mathcal{A}(B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-) \equiv \mathcal{A}_{0-}^{(*)} = \sqrt{3}\mathcal{A}_{3/2}^{(*)} \tag{1.5.8}$$

$$= \mathcal{A}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-) + \sqrt{2}\mathcal{A}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0). \tag{1.5.9}$$

La relation entre les amplitudes 1.5.8 peut être réécrite :

$$1 = \frac{\mathcal{A}_{+-}^{(*)} - \mathcal{A}_{00}^{(*)}}{\sqrt{2}\mathcal{A}_{0-}^{(*)}} + \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\mathcal{A}_{00}^{(*)}}{\mathcal{A}_{0-}^{(*)}}, \tag{1.5.10}$$

et donc exprimée graphiquement sous la forme d'un triangle [73][72][74][75] (voir la figure 1.17) ; si l'aire de ce triangle est non nulle, la phase forte relative δ entre les amplitudes est donc différente de 0, ce qui signifie que les effets de re-interaction forte non perturbative dans l'état final (FSI) ne peuvent être négligés. Cette phase forte peut alors être calculée et comparée aux prédictions théoriques.

²⁶. Belle a très récemment mis une limite sur le rapport d'embranchement du mode $B^+ \rightarrow D^{*+}\pi^0$ à $3,6 \times 10^{-6}$ à 90 % de degré de confiance [71]. Ce mode ainsi que vraisemblablement le mode $B^+ \rightarrow D^+\pi^0$ n'interfèrent donc absolument pas dans l'analyse d'isospin.

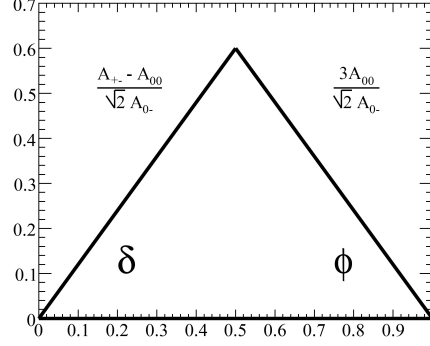


FIG. 1.17 – Représentation graphique dans le plan complexe de la relation d'isospin (1.5.10) entre les différentes amplitudes. δ et ϕ représentent les éventuelles phases fortes entre les différentes amplitudes.

Le module et les phases relatives des amplitudes peuvent être calculés à partir des rapports d'embranchement et des temps de vie des mésons B^{27} données par le *PDG* 2007. En effet définissons :

$$\begin{aligned} R^{(*)} &= \frac{|\mathcal{A}_{1/2}^{(*)}|}{\sqrt{2}|\mathcal{A}_{3/2}^{(*)}|} \\ &= \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{|\mathcal{A}(D^{(*)+}\pi^-)|^2 + |\mathcal{A}(D^{(*)0}\pi^0)|^2}{|\mathcal{A}(D^{(*)0}\pi^-)|^2} - \frac{1}{3} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (1.5.11)$$

et donc

$$R^{(*)} = \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{\mathcal{BF}(D^{(*)+}\pi^-) + \mathcal{BF}(D^{(*)0}\pi^0)}{\mathcal{BF}(D^{(*)0}\pi^-)} \times \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} - \frac{1}{3} \right)^{1/2}. \quad (1.5.12)$$

Il est alors possible de montrer que :

$$\cos(\delta^{(*)}) = \frac{1}{R^{(*)}} \cdot \left(\frac{3}{2} \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \frac{1}{\mathcal{BF}(D^{(*)0}\pi^-)} \left(\frac{\mathcal{BF}(D^{(*)+}\pi^-)}{2} - \mathcal{BF}(D^{(*)0}\pi^0) \right) + \frac{1}{4} \right). \quad (1.5.13)$$

En négligeant les interactions *QCD* non factorisables et pour la limite de masse élevée pour les quarks lourds, la prédiction théorique pour le rapport $R^{(*)}$ des amplitudes d'isospin est [72] :

$$R^{(*)} = 1 + \mathcal{O}(\Lambda_{QCD}/m_Q), \quad (1.5.14)$$

où m_Q représente la masse du quark c ou b .

Avec la méthode d'approche fréquentiste *Prob* développée par CKMfitter, on remonte à la valeur de $\cos(\delta_{D\pi})$ et $\cos(\delta_{D^*\pi})$ (voir la figure 1.18) :

$$|\cos(\delta(D\pi))| = 0,879_{-0,022}^{+0,026} \text{ soit } \delta(D\pi) = (28,47_{-2,55}^{+3,29})^\circ \quad (1.5.15)$$

$$|\cos(\delta(D^*\pi))| = 0,977_{-0,043}^{+0,049} \text{ soit } \delta(D^*\pi) = (12,31_{-12,31}^{+8,62})^\circ. \quad (1.5.16)$$

27. On remarque d'ailleurs que le rapport d'embranchement des modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-$ sont connus à 3 et 5 % près [28] et celui de $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$, $D^{(*)0}\pi^0$ à respectivement 10 et 23 %.

Une déviation de $\cos(\delta)$ par rapport à 1 signifie que la phase forte δ n'est pas nulle. Dans le cadre de la factorisation naïve (voir la section suivante), les interactions dans l'état final sont négligées, *i.e.* $\delta = 0$. On constate que dans le système $D\pi$ la phase δ est significativement différente de 0 (à plus de onze écarts standards). Pour le système $D^*\pi$ le \mathcal{BF} de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$ est compatible avec la valeur prédite par la factorisation, ce qui entraîne la compatibilité de la phase δ avec 0. Cette basse valeur du \mathcal{BF} de $D^{*0}\pi^0$ est en grande partie due au désaccord entre les différentes mesures du rapport d'embranchement de $D^{*0}\pi^0$ comme nous le verrons plus loin. C'est une motivation supplémentaire pour une nouvelle mesure de ce rapport d'embranchement.

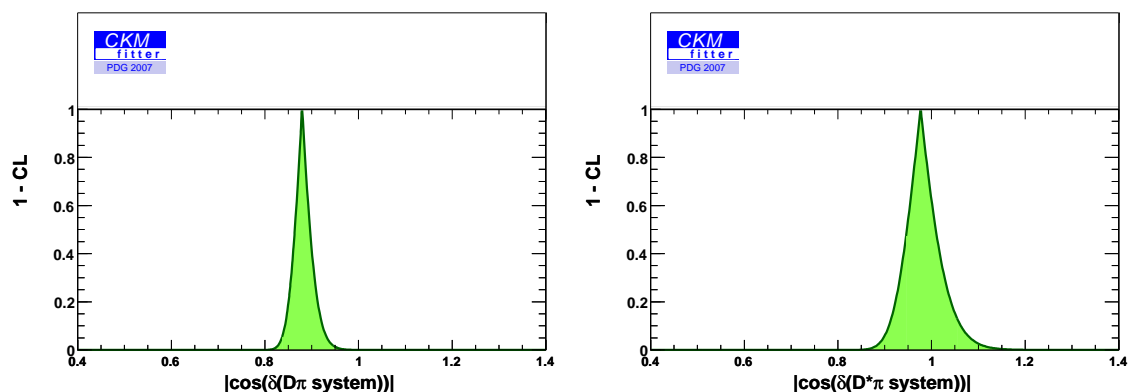


FIG. 1.18 – Distribution du degrés de confiance suivant la valeur de $\cos(\delta)$ dans les systèmes $D\pi$ et $D^*\pi$.

1.5.1 La factorisation "naïve".

Le calcul perturbatif des opérateurs effectifs O_1 et O_8 n'étant pas possible, les effets QCD doivent être modélisés lors du calcul de l'amplitude de désintégration. Un des premiers modèles est celui de la *factorisation naïve* [73][72][76][77]. Le constat de départ du modèle de la factorisation est qu'une partie de l'amplitude d'une désintégration faible se factorise en deux courants hadroniques indépendants. Ainsi pour le cas de désintégrations dont les produits ont une impulsion élevée (comme dans $B \rightarrow D^{(*)}\pi$), il semble naturel de supposer que le terme dominant de l'amplitude effective soit de la même forme que l'amplitude faible. En effet, pour le processus décrit à la figure 1.15, si les quarks de la paire $(\bar{u}d)$ quittent la zone d'interaction quasi-ponctuelle avec une vitesse proche de c et dans la même direction, ils s'hadroniseront après un temps $t \sim \gamma\tau_{had}$, (où $\tau_{had} \sim 1 \text{ fm}/c$ est un temps typique d'hadronisation), soit à environ 20 fm des autres quarks. Dans la zone d'interaction, la paire de quarks $(\bar{u}d)$ est un singulet de couleur insensible aux gluons mous, c'est le phénomène connu sous le nom de *transparence de couleur* [67]²⁸.

Les éléments de matrice hadronique de (1.5.2) sont alors traités en remplaçant les champs d'un courant en interaction par les champs asymptotiques libres, l'amplitude faible se factorise alors en insérant un état du vide $|0\rangle$. Par ce remplacement on néglige les interactions QCD entre les deux courants, appelées *FSI* (*Final State Interaction*).

L'échelle de renormalisation $\mu \sim m_b$ étant supérieure à l'échelle d'énergie à partir de laquelle QCD devient perturbative ($\Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ GeV}$), il existe donc 2 régimes pour les éléments de matrice hadronique : perturbatif et non-perturbatif. Après une transformation de Fierz si nécessaire, les éléments de matrice hadronique peuvent au final s'écrire comme une somme de contributions factorisables et non-factorisables (nf)²⁹ :

$$\langle D\pi|O_1|B\rangle = \langle \pi|(\bar{d}u)_{V-A}|0\rangle \langle D|(\bar{c}b)_{V-A}|B\rangle + \langle D\pi|O_1|B\rangle_{nf} \quad (1.5.17)$$

$$\langle D\pi|O_8|B\rangle = \langle D\pi|O_8|B\rangle_{nf} \quad (1.5.18)$$

La figure 1.19 illustre des corrections QCD factorisables (2^{ème} ligne) et non-factorisables (1^{re} ligne).

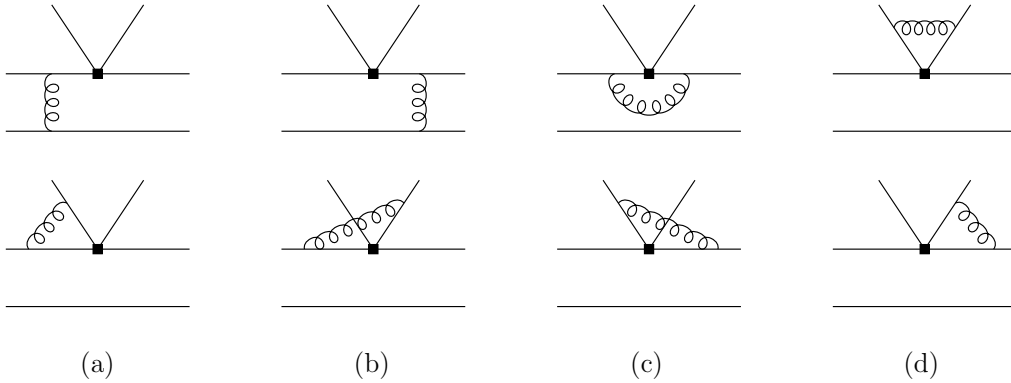


FIG. 1.19 – Corrections radiatives QCD à une boucle (ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$). Le carré noir symbolise l'opérateur à 4 quarks O_i ($i = 1, 8$); la première ligne est l'ensemble des corrections non-factorisables et la seconde l'ensemble des corrections factorisables.

28. Cet argument n'est supposé valable que si les mésons issus du quark spectateur sont légers tel que $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$. Pour des processus tels $\bar{B} \rightarrow D\bar{D}_s$ ou $\bar{B} \rightarrow J/\psi K$ ces arguments cinématiques ne s'appliquent plus et seule l'expérience peut dire si la factorisation reste applicable ou pas.

29. L'élément de la matrice de transition $\langle D|(\bar{c}b)_V|B\rangle$ est du même type que celui rencontré dans les désintégrations semi-leptoniques. Pour le pion, l'amplitude de création d'un pion à partir du vide *via* un courant axial est paramétré par la constante de désintégration f_π et par l'impulsion du pion : $\langle \pi^-(p)|\bar{d}\gamma_\nu\gamma_5 u|0\rangle = if_\pi p_\nu$.

Ainsi dans le cadre de la factorisation dite naïve [78][73][72], seuls les termes factorisables sont retenus. Dans cette approche les corrections radiatives QCD non-factorisables à des échelles plus grandes que μ sont prises en compte dans les coefficients de Wilson alors qu'elles sont négligées pour des échelles plus petites que μ dans les éléments de matrice hadronique. Les éléments de matrice hadronique sont ensuite exprimés en terme de facteurs de forme semi-leptoniques. La figure 1.20 illustre la hiérarchie des différentes échelles d'énergie considérées dans la factorisation naïve.

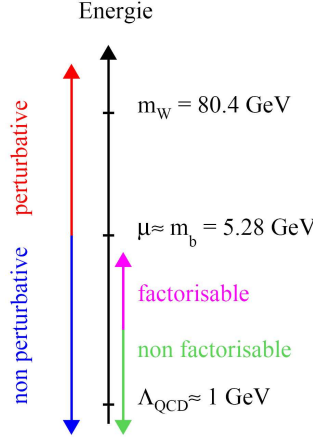


FIG. 1.20 – Hiérarchie des différentes échelles d'énergie considérées dans la factorisation naïve.

L'hypothèse de la factorisation naïve conduit pour les classes I et II aux amplitudes suivantes [74][73][79] :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-) &= -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* a_1 \langle D^+ | (\bar{c}b)_{V-A} | \bar{B}^0 \rangle \langle \pi^- | (\bar{d}u)_{V-A} | 0 \rangle, \\ &= i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* a_1 (m_B^2 - m_D^2) f_\pi F_0^{B \rightarrow D}(m_\pi^2), \end{aligned} \quad (1.5.19)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0) &= -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* a_2 \langle \pi^0 | (\bar{d}b)_{V-A} | \bar{B}^0 \rangle \langle D^0 | (\bar{c}u)_{V-A} | 0 \rangle, \\ &= i \frac{G_F}{2} V_{cb} V_{ud}^* a_2 (m_B^2 - m_\pi^2) f_D F_0^{B \rightarrow \pi}(m_D^2), \end{aligned} \quad (1.5.20)$$

où $F_0^{B \rightarrow M}(q^2)$ sont les facteurs de forme longitudinaux³⁰ de la désintégration d'un méson B en un méson M pour un transfert d'impulsion q^2 , et f_M sont les constantes de désintégration de M . Les coefficients a_1 et a_2 sont des paramètres phénoménologiques supposés universels dont l'expression au premier ordre d'un développement en N_c est :

$$\begin{aligned} a_1 &= c_1(\mu) + c_8(\mu) \left(\frac{1}{N_c} + \epsilon_8^{(BD, \pi)}(\mu) \right) + \mathcal{O}(1/N_c^2) \\ a_2 &= c_8(\mu) + c_1(\mu) \left(\frac{1}{N_c} + \epsilon_8^{B\pi, D}(\mu) \right) + \mathcal{O}(1/N_c^3), \end{aligned} \quad (1.5.21)$$

où μ est l'échelle de renormalisation et les variables ϵ sont des paramètres hadroniques qui

30. Dans la limite d'une masse du lepton nulle, la désintégration semi-leptonique $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ l^+ \nu$ ne donne accès qu'au facteur de forme transverse F_1 , mais la symétrie dite de *quarks-lourds* donne des relations entre les différents facteurs de forme [74], en particulier dans la limite $m_\pi \sim 0$, $F_0(0) = F_1(0)$.

comprennent la dépendance en μ des éléments de matrice. Les paramètres $\epsilon^{(BD,\pi)}$ et $\epsilon^{(B\pi,D)}$ correspondent respectivement aux diagrammes externe et interne.

La factorisation naïve prédit pour les modes supprimés de couleur une suppression par rapport aux modes favorisés de couleur d'environ $(a_2/a_1)^2 \simeq 0,03 - 0,09$, avec des rapports d'embranchement de l'ordre de $(0,3 - 1,7) \times 10^{-4}$. La factorisation naïve a rencontré un grand succès dans les prédictions pour $B \rightarrow D^{(*)}D_s^{(*)}$, pour les canaux supprimés de couleur $B \rightarrow (c\bar{c})K^{(*)}$, $(c\bar{c})\pi$ et les canaux $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$, $D^{*0}a_1^-$, $D^{*0}\rho^-$ qui sont une superposition des diagrammes de classe I et II [72]. Dans ce cadre les paramètres a_1 et a_2 semblent de réelles constantes universelles [80] de valeur :

$$a_1 = 1,1 \pm 0,2 \quad a_2 \simeq 0,2 - 0,3 \quad (1.5.22)$$

Le succès des prédictions de la factorisation, pour les diagrammes de type I (cf. table 1.7), a conduit à chercher si la même approche pouvait être appliquée aux diagrammes de type II.

TAB. 1.7 – *Comparaison des valeurs théoriques des rapports d'embranchement prédites par la factorisation avec la moyenne mondiale.*

Canal	Théorie ($\times 10^{-3}$) [72]	Mesures ($\times 10^{-3}$) [28]
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	3,27	$2,68 \pm 0,13$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+K^-$	0,25	$0,20 \pm 0,06$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\rho^-$	7,64	$7,5 \pm 1,2$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+K^{*-}$	0,39	$0,45 \pm 0,07$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+a_1^-$	7,76	$6 \pm 3,3$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	3,05	$2,76 \pm 0,13$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}K^-$	0,22	$0,214 \pm 0,016$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\rho^-$	7,59	$6,8 \pm 0,9$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}K^{*-}$	0,40	$0,33 \pm 0,06$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}a_1^-$	8,53	$13,0 \pm 2,7$

Les collaborations *CLEO*, puis Belle et *BABAR* ont étudié les modes supprimés de couleur : le nombre de paires de $B\bar{B}$ étudiées par les analyses précédentes est donné dans le tableau 1.8.

TAB. 1.8 – *Nombre de paires $B\bar{B}$ utilisées par les différentes expériences pour la mesure des rapports d'embranchement des désintégrations supprimées de couleur.*

Expérience	Année	Référence	Nombre de $B\bar{B} \times 10^6$
<i>CLEO</i>	2002	[81]	9,67
<i>BABAR</i>	2004	[82]	88,8
	2007	[83]	232
Belle	2002	[84]	23,1
	2004	[85]	152
	2005	[86]	152
	2006	[87]	152
	2007	[88]	388

Des exemples de désintégrations de B supprimées de couleur sont $\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0$ avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega, \eta', \rho^0$ auxquelles les diagrammes de classe II et III contribuent.

Les canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^0$ ont été observés par *CLEO* [81] et Belle [84], avec respectivement 9,67 et 23,1 millions de paires $B\bar{B}$. En 2004 avec $88,8 \times 10^6 B\bar{B}$, *BABAR* a mesuré le rapport d'embranchement de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \pi^0$ et une phase forte significativement différente de 0 dans des triangles d'isospin. Le rapport d'embranchement des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta'$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega$ a aussi été mesuré et une limite supérieure a également été mise sur le rapport d'embranchement (\mathcal{BF}) de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta'$ [82][89]. En 2005 Belle a mesuré le \mathcal{BF} de $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta'$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta'$ [86].

En 2007 une analyse dans *BABAR* du plan de Dalitz du canal $\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ avec $231,8 \times 10^6 B\bar{B}$ [83] a trouvé pour le rapport d'embranchement de $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 (K^- \pi^+) \pi^0$ une valeur de $(2,93 \pm 0,17 \pm 0,18) \times 10^{-4}$, ce qui est compatible avec le résultat de [82].

Les valeurs mesurées par *CLEO*, Belle et *BABAR* (cf. tables 1.9 et 1.10 et figure 1.21) sont supérieures d'un facteur 4 à 5 aux prédictions théoriques des modèles de factorisation naïve et confirme ainsi la présence non négligeable d'interactions dans l'état final (*FSI*)³¹.

TAB. 1.9 – Mesures par *CLEO*, Belle et *BABAR* des rapports d'embranchement \mathcal{B} ($\times 10^{-4}$) de désintégrations supprimées de couleur. La première erreur est statistique et la deuxième systématique.

Canal du \bar{B}^0	Belle	<i>BABAR</i> [82]	<i>CLEO</i> [81]
$D^0 \pi^0$	$2,25 \pm 0,14 \pm 0,35$ [87]	$2,90 \pm 0,20 \pm 0,30$	$2,74 \pm 0,48 \pm 0,55$
$D^{*0} \pi^0$	$1,39 \pm 0,18 \pm 0,26$ [87]	$2,90 \pm 0,40 \pm 0,50$	$2,20 \pm 0,79 \pm 0,79$
$D^0 \eta(\gamma\gamma)$	$1,77 \pm 0,20 \pm 0,24$ [87]	$2,40 \pm 0,30 \pm 0,30$	-
$D^0 \eta(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	$1,78 \pm 0,30 \pm 0,32$ [87]	$2,80 \pm 0,40 \pm 0,40$	-
$D^{*0} \eta(\gamma\gamma)$	$1,40 \pm 0,28 \pm 0,26$ [87]	$2,60 \pm 0,40 \pm 0,40$	-
$D^0 \eta$	$1,77 \pm 0,16 \pm 0,21$ [87]	$2,50 \pm 0,20 \pm 0,30$	-
$D^0 \omega$	$2,37 \pm 0,23 \pm 0,28$ [87]	$3,00 \pm 0,30 \pm 0,40$	-
$D^{*0} \omega$	$2,29 \pm 0,39 \pm 0,40$ [87]	$4,20 \pm 0,70 \pm 0,90$	-
$D^0 \eta'$	$1,14 \pm 0,20^{+0,10}_{-0,20}$ [86]	$1,70 \pm 0,40 \pm 0,20$	-
$D^{*0} \eta'$	$1,21 \pm 0,34 \pm 0,22$ [86]	$1,30 \pm 0,70 \pm 0,20$	-
		$< 2,6$ (90% <i>CL</i>)	
$D^0 \rho^0$	$3,19 \pm 0,20 \pm 0,45$ [88]	-	-
$D^{*0} \rho^0$	$3,73 \pm 0,87 \pm 0,46$ [85]	-	-

Néanmoins la dernière mesure par Belle [87] pour les modes $D^{*0} \pi^0$, $D^{*0} \eta$ et $D^{*0} \omega$ montrent un décalage des rapports d'embranchement par rapport à la fois au résultat précédent de Belle et aux mesures réalisées par *BABAR* en 2004 (voir la figure 1.22).

Une étude plus fine est donc nécessaire pour d'une part trancher sur la présence d'interactions non négligeables dans l'état final (particulièrement pour le système $D^* \pi$), et d'autre part pour tester et contraindre les théories effectives qui prennent en compte les effets *QCD* négligés par la factorisation. Les deux principales théories effectives, *SCET* et *pQCD*, seront développées dans le chapitre suivant.

Dans le cadre de la mesure de l'angle *CKM* γ avec les canaux $B \rightarrow D^{(*)} K^{(*)}$ ³², la sensibilité de la mesure est donnée par le rapport du module de l'amplitude du diagramme supprimé de couleur, dont le couplage de l'amplitude est proportionnel à l'élément de matrice V_{ub} , sur le diagramme autorisé de couleur [93] [94] [95] [96] [97][98] :

31. En 1980 Lipkin observa que la désintégration non leptonique $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$, supprimée par rapport à $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ en l'absence de *FSI*, étaient plus importante que prévu [90]. Nous assistons a priori à un effet similaire dans les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$.

32. Les canaux de désintégration des *B* donnant accès à l'angle γ sont $B^- \rightarrow D^{(*)0} K^{(*)-}$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} K^{(*)0}$.

TAB. 1.10 – Comparaison de la moyenne mondiale des différents rapports d’embranchement avec les prédictions théoriques \mathcal{B} ($\times 10^{-4}$) données par la factorisation naïve.

Canal du \bar{B}^0	PDG [28]	Théorie
$D^0\pi^0$	$2,61 \pm 0,24$	0,58 [91] 0,70 [73]
$D^{*0}\pi^0$	$1,70 \pm 0,40$	0,65 [91] 1,00 [73]
$D^0\eta$	$2,02 \pm 0,35$	0,34 [91] 0,50 [73]
$D^{*0}\eta$	$1,80 \pm 0,60$	0,60 [73]
$D^0\omega$	$2,59 \pm 0,30$	0,66 [91] 0,70 [73]
$D^{*0}\omega$	$2,7 \pm 0,8$	1,70 [73]
$D^0\eta'$	$1,25 \pm 0,23$	0,30-0,32 [76]; 1,70-3,30 [92]
$D^{*0}\eta'$	$1,23 \pm 0,35$	0,41-0,47 [76]
$D^0\rho^0$	$2,90 \pm 1,1$	-
$D^{*0}\rho^0$	$< 5,1$ (90% CL)	-

$$r_B = \frac{A(B \rightarrow \bar{D}^{(*)}K^{(*)})}{A(B \rightarrow D^{(*)}\bar{K}^{(*)})}. \quad (1.5.23)$$

Les différences observées entre les prédictions de la factorisation naïve et les mesures du branchement des modes $D^{(*)0}h^0$ ont motivé [99] ces mesures de γ en permettant d’espérer une valeur de r_B entre 5 et 30 % pour les modes $D^{(*)}K^-$ et jusqu’à 40 % pour les modes $D^{(*)0}K^{(*)0}$. Ainsi une connaissance plus fine des processus QCD en oeuvre dans les désintégrations supprimées de couleur permettrait de contraindre indirectement r_B [99] et de rendre la mesure de l’angle γ plus précise.

1.5.2 La théorie effective $SCET$

Un des points faibles de la factorisation est le choix de l’échelle d’énergie μ . En effet pour une désintégration $B \rightarrow D\pi$ plusieurs échelles d’énergie sont possibles (m_B, m_c, E_π, \dots), correspondant chacune à une physique différente.

La $SCET$ (*Soft Collinear Effective Theory*) [100][101][68] est une théorie effective qui permet de décrire les interactions QCD dans ces différents régimes d’énergie sans avoir recours à un modèle. Dans la $SCET$ le Lagrangien décrivant le processus est développé en puissance de Λ/Q , où Λ est l’échelle hadronique typique et $Q = m_B, m_c, E_\pi$. Trois niveaux d’énergie sont considérés, donnant ainsi naissance à trois théories effectives qui correspondent chacune à des effets QCD distincts :

$$\begin{aligned} \text{Échelle d’énergie:} \quad & Q^2 \gg Q\Lambda \gg \Lambda^2 \\ \text{Théorie effective:} \quad & QCD - SCET_I - SCET_{II} \end{aligned}$$

1. A haute énergie (Q^2) les interactions fortes à courte distance sont décrites de façon perturbative par la QCD .
2. Pour des énergies plus faibles ($Q\Lambda$), la théorie intermédiaire $SCET_I$ décrit les interactions entre les quarks mous et durs (dits colinéaires³³) et leur réarrangement (cf. Fig. 1.23).
3. La théorie finale $SCET_{II}$ décrit la propagation des différents mésons mous ou colinéaires formés. Les champs colinéaires n’interagissant pas avec les champs mous, les opérateurs effectifs de $SCET_{II}$ peuvent être réarrangés en produits d’un élément de matrice décrivant

³³. Les composantes de l’impulsion des hadrons sont décrites dans le système de coordonnées du cône de lumière. Un hadron colinéaire est alors un hadron dont l’impulsion est quasiment parallèle au cône de lumière, et est donc de très haute énergie.

la transition $B \rightarrow D$ et d'un élément de matrice décrivant l'hadronisation et la propagation du méson léger.

Les théories QCD , $SCET_I$ et $SCET_{II}$ sont ensuite accordées les unes aux autres à leur échelle d'énergie caractéristique. La figure 1.24 donne un exemple de correspondance pour un diagramme arbre entre les théories $SCET_I$ et $SCET_{II}$.

Au premier ordre en Λ_{QCD}/Q avec $Q = m_B, m_c, E_\pi$, l'amplitude du processus supprimé de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} M^0$ s'écrit ainsi :

$$A_{00} = N \int_0^1 dx dz \int dk_1^+ dk_2^+ T^{(*)}(x, z, k_1^+, k_2^+) J(x, z, k_1^+, k_2^+) \phi_M(x) + A_{long}^{D^{(*)0}M}, \quad (1.5.24)$$

avec le coefficient $N = \frac{G_F V_{cb} V_{ud}^*}{2} f_M \sqrt{m_B m_{D^{(*)}}}$. Les quantités x et z sont des fractions d'impulsion des quarks formant le méson léger dans respectivement les théories $SCET_I$ et $SCET_{II}$, k_1^+ et k_2^+ sont les impulsions des quarks mous dans $SCET_{II}$. La fonction T décrit les effets QCD perturbatifs dans $B \rightarrow D$ et dans la création du méson léger M . La fonction J est une fonction de jet issue de $SCET_{II}$, et ϕ_M décrit la propagation du méson léger une fois formé. La quantité $A_{long}^{D^{(*)0}M}$ regroupe les termes décrivant les interactions à longue distance non factorisables de $SCET_{II}$ (dans les cas où $M = \pi$ ou $M = \rho$, ces contributions deviennent négligeables).

Les éventuelles phases fortes³⁴ sont générées par les éléments de matrice de $B \rightarrow D$ présents dans T . Pour les canaux $D\bar{K}^{(*)-}$ et $D_s\bar{K}^{(*)-}$, d'autres contributions à la phase forte peuvent survenir à travers $A_{long}^{D^{(*)0}M}$.

La première prédiction de la $SCET$ pour les processus nous concernant ici est l'égalité au premier ordre en $\alpha_s(Q)$ et Λ_{QCD}/Q des amplitudes de $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 M^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} M^0$ et donc de leur rapport d'embranchement :

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 M^0) = \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} M^0), \quad (1.5.25)$$

Dans le cas où $M = \omega, K^*$, la contribution à longue distance dans les canaux DM est différente de celle des canaux D^*M et la prédiction (1.5.25) n'est valable que pour la composante longitudinale de l'amplitude de D^*M . Dans le cas où $M = \rho$, la contribution à longue distance s'annulant aucune restriction sur la polarisation longitudinale n'est nécessaire. Les résultats de $SCET$ sont issus d'un développement en m_M/E_M , on peut ainsi s'attendre à des déviations pour les modes impliquant un méson M plus lourd.

La figure 1.25 donne la comparaison des données expérimentales avec la prédiction de $SCET$ sur l'égalité des amplitudes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 M^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} M^0$ [68]. L'accord est remarquable pour les canaux autorisés de couleur et relativement bon pour les canaux supprimés de couleur. Néanmoins cette comparaison avec les données expérimentales a été faite en 2005 : on observe aujourd'hui un désaccord pour $D^0\pi^0/D^{*0}\pi^0$ avec la mesure réalisée par Belle en 2006 [87]. C'est une raison supplémentaire pour une mise à jour des branchements supprimés de couleur avec les données de *BABAR* disponibles à la fin de 2007 dont le nombre de paires $B\bar{B}$ est plus de 6 fois supérieur à celui utilisé pour la mesure précédente [82] et 3 fois supérieur au nombre de $B\bar{B}$ utilisés pour la mesure de Belle en 2006 [87].

³⁴ Précisons que ce ne sont pas les phases fortes d'isospin δ mais un autre angle dans le triangle des amplitudes de $B \rightarrow D\pi$ (cf. figure 1.17).

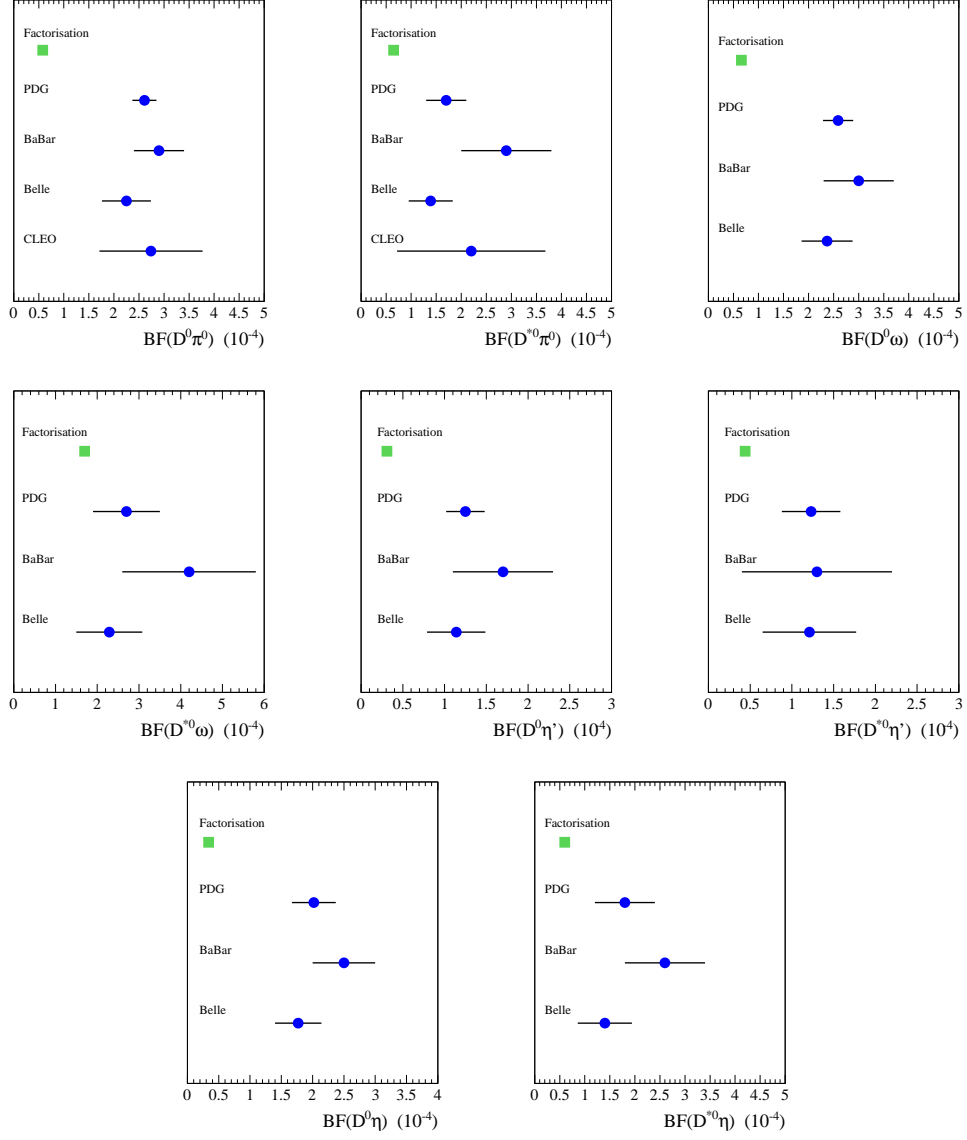


FIG. 1.21 – *Comparison des valeurs de rapport d'embranchement des désintégrations $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \pi^0$, $\bar{D}^{(*)0} \omega$, $\bar{D}^{(*)0} \eta'$, $\bar{D}^0 \eta$ et $\bar{D}^{*0} \eta$ mesurées par les expériences CLEO, Belle et BABAR et de la moyenne mondiale avec la prédiction théorique donnée par la factorisation naïve (cf. tables 1.9 et 1.10).*

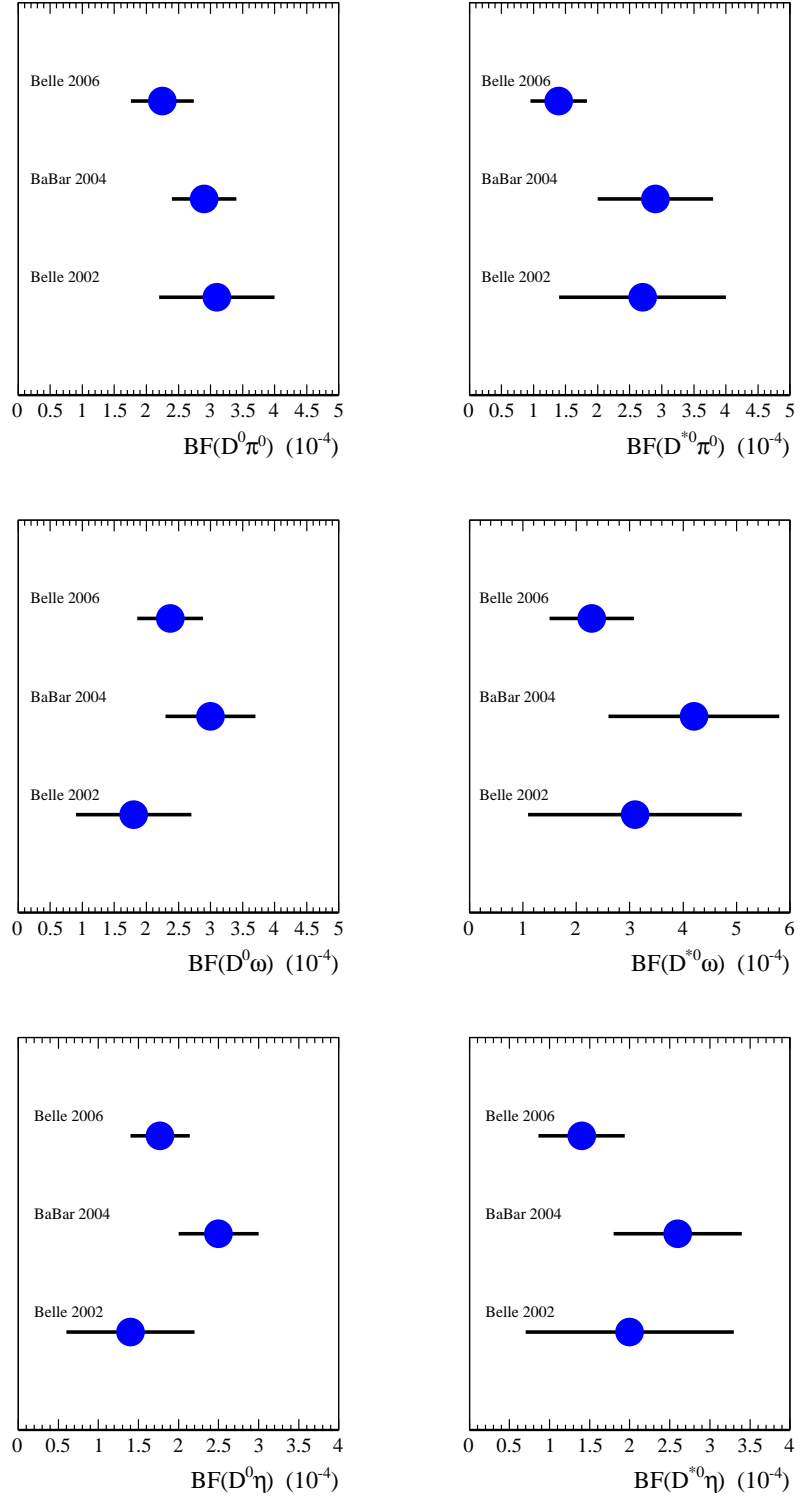


FIG. 1.22 – Comparaison des valeurs de rapport d'embranchement des désintégrations $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\pi^0$, $\bar{D}^{(*)0}\omega$ et $\bar{D}^{(*)0}\eta$ mesurées par Belle en 2002 et 2006 et par BABAR en 2004. On observe un décalage des mesures faites par Belle en 2006.

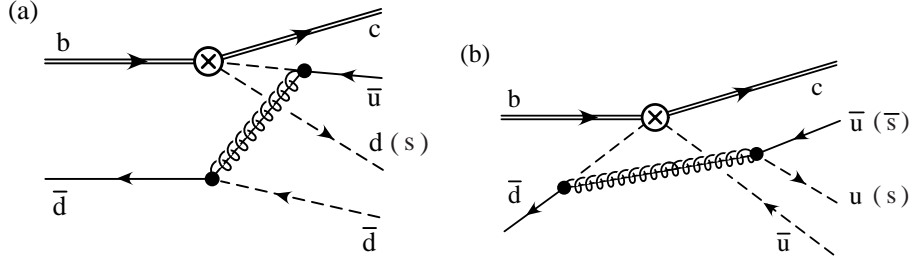


FIG. 1.23 – Diagrammes décrivant les interactions fortes entre quarks dans la théorie $SCET_I$. Le symbole \otimes dénote l'opérateur effectif faible. Les lignes pointillées désignent les quarks colinéaires qui formeront le méson léger et les lignes pleines les quarks d'impulsion $\sim \Lambda$ qui formeront le B et le D .

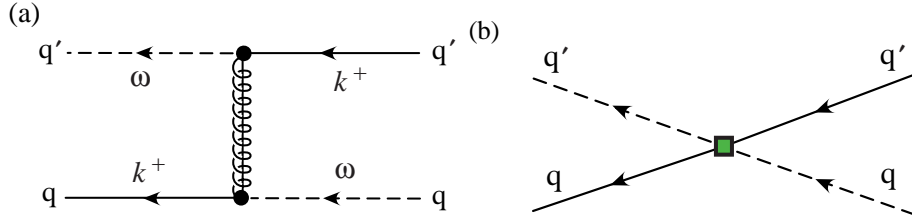


FIG. 1.24 – Correspondance entre les opérateurs de $SCET_I$ et $SCET_{II}$ pour un diagramme arbre à l'échelle d'énergie $Q\Lambda$. Les indices q et q' sont les indices de saveur des quarks et ω, k^+ leur impulsion. Le carré représente un opérateur effectif de $SCET_{II}$.

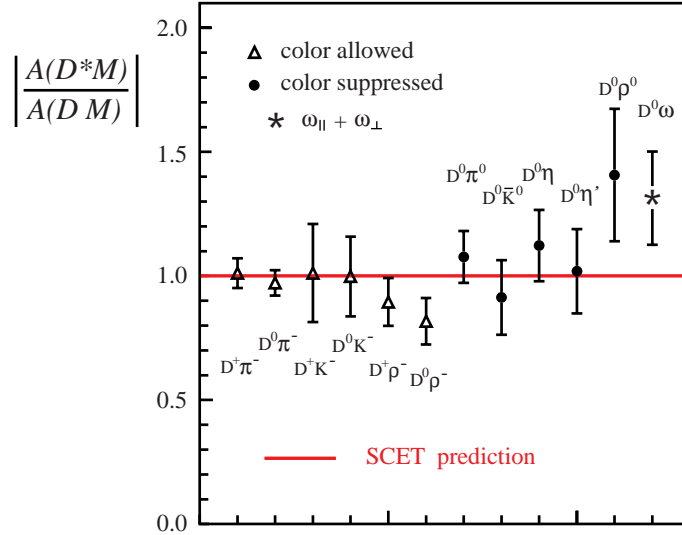


FIG. 1.25 – Comparaison de la valeur absolue du rapport des amplitudes $|A(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 M^0)/A(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} M^0)|$ avec les données pour différents canaux. $SCET$ prédit une valeur de 1 au premier ordre pour ce rapport. Pour les canaux impliquant le ω cette prédiction n'est valable que pour la composante longitudinale et les données montrées comprennent les composantes longitudinale et transverse.

Une deuxième prédiction est l'égalité de la phase forte non perturbative entre les amplitudes d'isospin pour les canaux DM et D^*M où $M = \pi^0, \rho^0$:

$$\delta^{D^{0*}M^0} = \delta^{D^0M^0}, \quad (1.5.26)$$

La figure 1.26 donne la position de l'apex du triangle d'isospin pour les données des expériences *CLEO* et *Belle* disponibles en 2003 [100].

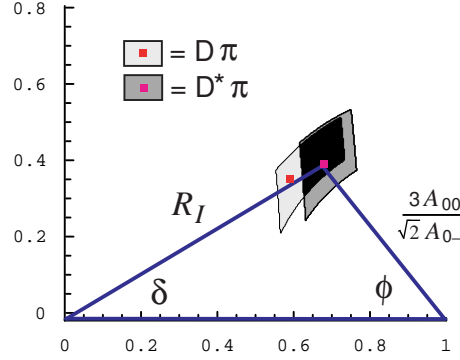


FIG. 1.26 – Représentation graphique du rapport des amplitudes d'isospin $R_I = A_{1/2}(\sqrt{2}A_{3/2})$ et des phases fortes δ et ϕ dans le système $\bar{B} \rightarrow D\pi$ et $\bar{B} \rightarrow D^*\pi$. Les valeurs centrales pour les données concernant D et D^* sont représentées par des carrés et les zones sombres sont les limites à 1σ .

Le recouvrement de la région du D et du D^* montre l'accord des données expérimentales avec les deux prédictions précédentes. En particulier la phase forte mesurée est [100]:

$$\delta^{D\pi} = (30,3^{+7,8}_{-13,8})^\circ, \quad \delta^{D^*\pi} = (30,1 \pm 6,1)^\circ. \quad (1.5.27)$$

Notons l'excellent accord avec les valeurs mesurées en 2004 par *BABAR* [82] :

$$\delta^{D\pi} = (30 \pm 5)^\circ, \quad \delta^{D^*\pi} = (33 \pm 5)^\circ. \quad (1.5.28)$$

D'après le résultat du calcul de $\cos(\delta)$ avec les branchements de *BABAR* [82] et les branchements du système $D\pi$ en 2007, l'accord reste bon, mais la nouvelle mesure de *Belle* pour $D^{(*)0}\pi^0$ aboutit à une valeur de δ bien différente. Notons que ces calculs ne sont plus limités aujourd'hui par la précision de la mesure du branchement de $B^0 \rightarrow D^{(*)-}\pi^+$ et $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ grâce aux récentes mesures par *BABAR* [102][103].

La dernière prédiction de *SCET* concernant les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ relève du mélange des isosingulets $\eta - \eta'$. On note θ l'angle de mélange $\eta - \eta'$ dans la base de saveur $\{(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}, s\bar{s}\}$, la mesure donne :

$$\theta \simeq 39,3^\circ \pm 1,0^\circ. \quad (1.5.29)$$

La structure de saveur des opérateurs de *SCET*_{II} implique alors la relation [69] :

$$\frac{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta')}{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta)} = \frac{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta')}{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta)} = \tan^2(\theta) \simeq 0,67, \quad (1.5.30)$$

avec une incertitude théorique de $\sim 35\%$. Cette prédiction est en accord avec celle faite par Deandrea et Polosa dans le cadre de la factorisation naïve et qui prédit une valeur pour ce rapport entre 0,64 et 0,68 [76]. La valeur de ces rapports pour la mesure faite par *BABAR* en 2004 [82] est en accord avec les prédictions de *SCET* et de la factorisation naïve :

$$\frac{\mathcal{B}(D^0\eta')}{\mathcal{B}(D^0\eta)} = 0,7 \pm 0,2 \pm 0,1 \quad \frac{\mathcal{B}(D^{*0}\eta')}{\mathcal{B}(D^{*0}\eta)} = 0,5 \pm 0,3 \pm 0,1. \quad (1.5.31)$$

Expérimentalement la moyenne mondiale [28] des rapports d'embranchement donne pour les rapports (1.5.30) les valeurs :

$$\frac{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta')}{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta)} = 0,62 \pm 0,22, \quad \frac{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta')}{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta)} = 0,68 \pm 0,42. \quad (1.5.32)$$

qui concordent avec la prédiction (1.5.30) à 1σ .

Bien que les prédictions de *SCET* soient relativement en bon accord avec les données, des mesures plus précises des rapports d'embranchement des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ sont nécessaires pour contraindre plus fortement les résultats de *SCET*, d'autant plus que les dernières mesures par Belle semblaient indiquer un effet des *FSI* moins important que dans les mesures précédentes. Nous allons mettre à jour ces différents résultats.

1.5.3 Une autre approche : les modèles effectifs *pQCD*.

Outre la factorisation naïve et *SCET*, plusieurs modèles ont été proposés afin d'expliquer les effets *QCD* dans les désintégrations hadroniques en deux corps des mésons *B*. Un de ces modèles est *pQCD* (pour *perturbative QCD*) [104][105][106][107][108], où dans le cadre de la factorisation naïve l'amplitude est factorisée en fonctions d'ondes des différents mésons puis développée en m_c/m_b . Les effets *QCD* sont décrits à l'aide de facteurs de Sudakov³⁵ et de développements perturbatifs *QCD*. Le tableau 1.11 donne les prédictions de *pQCD* [104][105] pour le rapport d'embranchement de différents canaux et les mesures correspondantes. Nous constatons que les prédictions théoriques des rapports d'embranchement sont significativement différentes des mesures. De plus le développement en m_D/m_B opéré dans le calcul de l'amplitude, interdit une relation simple entre les canaux D^*h^0 et Dh^0 .

TAB. 1.11 – Comparaison des prédictions dans le cadre du modèle *pQCD* de rapports d'embranchement \mathcal{B} ($\times 10^{-4}$), avec la moyenne mondiale [28].

Canal du \bar{B}^0	<i>pQCD</i>	<i>PDG</i> [28]
$D^0\pi^0$	2,3-2,6	$2,6 \pm 0,24$
$D^0\eta$	2,4-3,2	$2,02 \pm 0,35$
$D^0\omega$	5,0-5,6	$2,59 \pm 0,30$
$D^0\eta'$	1,7-2,6	$1,25 \pm 0,23$
$D^{*0}\pi^0$	2,7-2,9	$1,7 \pm 0,4$
$D^{*0}\eta$	2,8-3,8	$1,8 \pm 0,6$
$D^{*0}\omega$	4,9-5,8	$2,7 \pm 0,8$
$D^{*0}\eta'$	2,0-3,2	$1,23 \pm 0,35$

³⁵. Le facteur de Sudakov est en *QED* un facteur exprimant la probabilité nulle pour une particule chargée électriquement de haute énergie de ne pas rayonner de photons, l'équivalent est utilisé en *QCD* pour décrire le rayonnement en gluons d'une charge de couleur en mouvement.

Chapitre 2

Le collisionneur PEP-II et le détecteur *BABAR*

Sommaire

2.1	Le collisionneur PEP-II	57
2.2	Le détecteur <i>BABAR</i>	61
2.2.1	Le détecteur de vertex en silicium (<i>SVT</i>)	62
2.2.2	La chambre à fils (<i>DCH</i>)	64
2.2.3	Travaux sur la <i>DCH</i> durant ma période d' <i>Operation Manager</i>	66
2.2.4	Le détecteur Čerenkov (<i>DIRC</i>)	69
2.2.5	Le calorimètre électromagnétique (<i>EMC</i>)	73
2.2.6	L'aimant supra-conducteur	74
2.2.7	Le retour de flux instrumenté (<i>IFR</i>)	75
2.3	Reconstruction et identification des particules	76
2.3.1	La reconstruction des traces avec le <i>SVT</i> et la <i>DCH</i>	76
2.3.2	L'identification des particules chargées avec la <i>DCH</i>	79
2.3.3	L'identification des kaons chargés	80
2.3.4	La reconstruction et la sélection des photons	82
2.4	Acquisition et traitement des données	85
2.4.1	Le système de déclenchement	85
2.4.2	Le système d'acquisition	85
2.4.3	La segmentation des données	85

L'usine à B du laboratoire *SLAC* de Stanford en Californie est composée du détecteur *BABAR* situé sur le collisionneur asymétrique e^+e^- *PEP-II*.

2.1 Le collisionneur PEP-II

Juste après la découverte du mélange des mésons B_d en 1987, une étude [109] montra que la source de mésons B optimale pour l'étude de la physique des B serait un collisionneur e^+e^- fonctionnant à haute luminosité à la résonance $\Upsilon(4S)$ mais avec des faisceaux d'énergie différentes. Les raisons sont :

- l'étude de la violation de CP dans le système des B est nécessaire pour déterminer si le mécanisme CKM du Modèle Standard est le mécanisme dominant la violation de CP dans le système des quarks,
- la mesure précise de la violation de CP dans les mésons B nécessite de reconstruire des canaux rares, il est donc indispensable de disposer de plusieurs centaines de millions de B . L'accélérateur doit donc produire des mésons B avec une luminosité élevée,
- la résonance $\Upsilon(4S)$ se situe au seuil de production des mésons B . Elle se désintègre en une paire $B\bar{B}$ corrélée, ce qui permet de mesurer la violation de CP en fonction du temps,
- pour pouvoir mesurer précisément la distance de vol des mésons B , ceux-ci doivent avoir une poussée de Lorentz suffisamment élevée. La collision de deux faisceaux d'énergies différentes donne une poussée de Lorentz au centre de masse de la collision et donc aux mésons B qui peuvent alors voler sur une distance mesurable,
- pour avoir une collision avec un rapport signal sur bruit élevé et des événements avec un nombre moyen de traces par événement de l'ordre d'une dizaine,
- pour pouvoir bénéficier des contraintes d'une cinématique à deux corps, la collision e^+e^- permettant de connaître précisément le quadri-vecteur du centre de masse de la collision,
- pour pouvoir reconstruire des états finaux contenant des mésons π^0 et des photons, et donc de faire des mesures dans presque n'importe quel canal de désintégration,
- pour pouvoir mesurer la valeur absolue des rapports d'embranchement et donc pouvoir extrapoler directement les résultats des autres expériences existantes.

C'est pour ces raisons que furent créés les collisionneurs asymétriques e^+e^- à haute luminosité *PEP-II* à Menlo Park (Californie, USA) et *KEK* à Tsukuba (Japon). L'accélérateur *PEP-II*¹ est un collisionneur e^+e^- situé au Stanford Linear Accelerator Center (*SLAC*) en Californie. Un accélérateur linéaire de 3 km fournit des paquets d'électrons (appelés *bunches*) dans un anneau accélérateur à haute énergie (appelé *HER*, *High Energy Ring*), et des positons dans un anneau de basse énergie (appelé *LER*, *Low Energy Ring*). Les anneaux ont une circonférence de 2,2 km et portent les faisceaux à leur énergie finale : 9,0 GeV pour les électrons et 3,1 GeV pour les positons. Au voisinage du point d'interaction (*IR2*) situé dans le détecteur *BABAR*, les faisceaux sont focalisés à l'aide d'une paire d'aimants dipolaires et quadrupolaires. La figure 2.1 donne une vue d'ensemble de l'accélérateur et du collisionneur. Les principales caractéristiques de *PEP-II* sont données dans le tableau 2.2, une description plus détaillée de *PEP-II* peut être trouvée aux références [110][111].

L'énergie de chaque faisceau est mesurée par PEP avec une précision fine et stable d'environ 1 MeV, la déviation par rapport à l'énergie moyenne étant de 2,3 MeV et 5,5 MeV pour respectivement le *LER* et le *HER*.

L'énergie dans le centre de masse des deux faisceaux est de 10,58 GeV soit la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$, quelques MeV au-dessus de la limite de production de la paire $B\bar{B}$ (cf. Fig. 2.2). La section efficace des principaux processus en oeuvre à cette énergie est donnée dans le tableau 2.1. On remarque que pour l'énergie de collision considérée environ 1/4 des collisions hadroniques

1. *PEP* bénéficia de l'accélérateur linéaire *LINAC* qui avait déjà été utilisé pour l'accélérateur précédent *SPEAR*. *SPEAR* avait entre autre contribué à la mise en évidence des quarks dans les nucléons (1968), à la découverte du ψ (1974), du quark charmé et du lepton τ (1976).

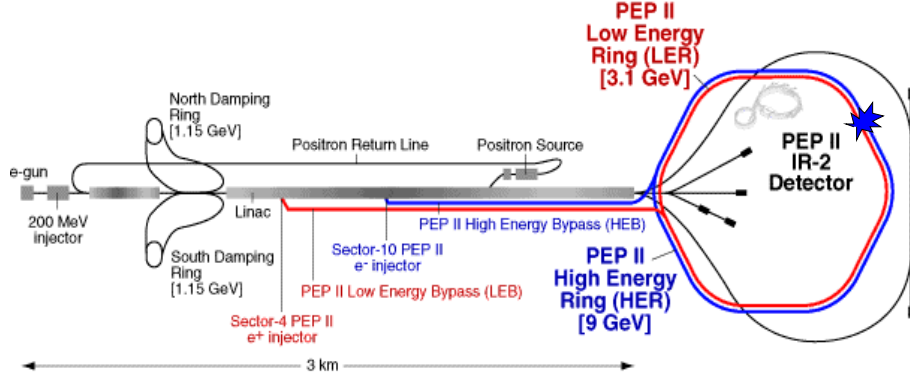


FIG. 2.1 – Schéma aérien de PEP – II. Les électrons et positrons sont accélérés sur 3 km par le LINAC avant d'être injectés dans l'anneau de PEP-II.

provient de la désintégration du $\Upsilon(4S)$ et donc de mésons B . La résonance $\Upsilon(4S)$ se désintègre en effet exclusivement en une paire cohérente $B^0\bar{B}^0$ ou B^+B^- .

TAB. 2.1 – Sections efficaces en nb des principaux processus pour une collision de e^+e^- à $\sqrt{s} = 10,58$ GeV [47]. Les valeurs pour $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ sont calculées à partir du logiciel de simulation Jetset.

e^+e^-	Section efficace (nb)
$b\bar{b}$	1,10
$c\bar{c}$	1,30
$s\bar{s}$	0,35
$u\bar{u}$	1,39
$d\bar{d}$	0,35
$\tau^+\tau^-$	0,94
$\mu^+\mu^-$	1,16
e^+e^-	~ 40

En raison de la différence entre les énergies des deux faisceaux, le système $\Upsilon(4S)$ subit une poussée de Lorentz dans la direction des électrons avec $\beta\gamma \simeq 0,56$. Le méson B vole alors en moyenne $250 \mu\text{m}$ avant de se désintégrer; le boost permet de distinguer clairement le vertex de désintégration de chaque B et de mesurer leur espacement (cf. Fig. 2.3).

La majorité des données sont prises sur la résonance du $\Upsilon(4S)$ (données *OnPeak*), une faible portion des données ($\sim 9\%$) est prise à une énergie dans le centre de masse 40 MeV sous le pic du $\Upsilon(4S)$ (données *OffPeak*). Ces données *OffPeak* permettent d'étudier uniquement $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$), qui sont une source de bruit pour de nombreuses analyses de désintégrations de B . Les processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-(\gamma)$ ($l = \mu, e, \tau$) sont principalement utilisés pour calibrer les sous-systèmes du détecteur *BABAR* et pour calculer la luminosité.

Les événements simples $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (Bhabhas) et $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont aussi utilisés pour la mesure de la position du point d'interaction dans le système de coordonnées de *BABAR*. La taille et la position du point d'interaction sont mesurées toutes les 10 minutes à partir des événements à deux traces enregistrés avec une précision de moins d'un micron dans le plan transverse aux faisceaux et environ $100 \mu\text{m}$ selon l'axe des faisceaux.

La luminosité instantanée maximale atteinte par PEP-II en 2007 est de $12,07 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ soit près de quatre fois sa luminosité nominale (cf. Tableau 2.2). Cette configuration a permis de produire jusqu'à aujourd'hui 465 millions de paire $B - \bar{B}$ (cf. Fig. 2.4), d'où l'appellation courante "d'usine à B ".

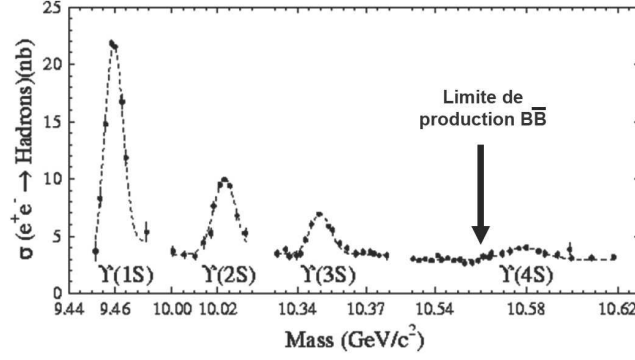


FIG. 2.2 – Structure des résonances Υ , la résonance $\Upsilon(4S)$ est à la limite de production d’une paire de mésons $B\bar{B}$.

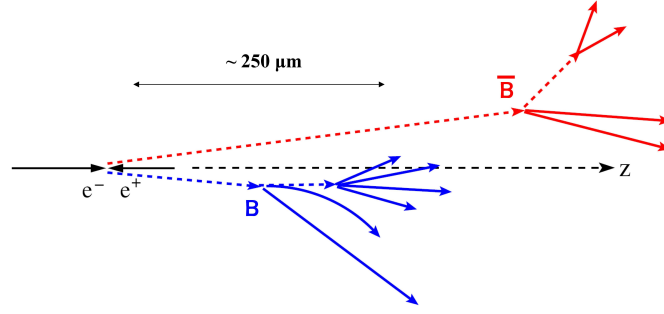


FIG. 2.3 – Schéma d’une désintégration $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ ayant subi un boost dans le référentiel du laboratoire.

TAB. 2.2 – Valeurs des paramètres des faisceaux de PEP – II pour le projet initial et pour les valeurs maximales atteintes au début 2008. HER et LER désignent respectivement le faisceau e^- et e^+ . Les déviations horizontale, verticale et longitudinale de la région d’interaction sont notées σ_{Lx} , σ_{Ly} et σ_{Lz} respectivement.

Paramètres	Projet initial	Valeurs maximales
Énergie HER/LER (GeV)	9,0/3,1	9,0/3,1
Courant HER/LER (A)	0,75/2,15	1,9/2,9
nb. de paquets	1658	1722
Temps entre paquets (ns)	4,2	6,3-10,5
σ_{Lx} (μm)	110	90
σ_{Ly} (μm)	3,3	4
σ_{Lz} (μm)	9	9
Luminosité ($10^{33} cm^{-2} s^{-1}$)	3	12,1
Luminosité ($pb^{-1}/jour$)	135	850

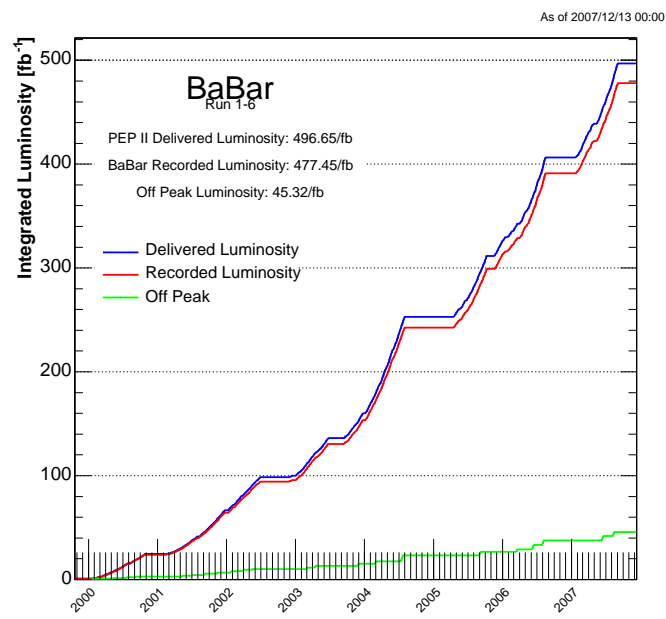


FIG. 2.4 – Luminosité intégrée de PEP-II d'octobre 1999 à août 2007. La période de prise de données entre chaque plateau s'appelle un "RUN", les plateaux correspondant à des périodes d'arrêt de PEP – II.

2.2 Le détecteur *BABAR*

L'ensemble du détecteur *BABAR* a été réalisé dans une optique particulière: la mesure de la violation de CP dans le système des mésons $B\bar{B}$, et particulièrement la violation de CP dépendante du temps dans les désintégrations des mésons B^0 . L'étude de la physique des mésons B pose plusieurs contraintes sur la géométrie et la conception du détecteur :

- une acceptation géométrique maximale dans le centre de masse de la collision. L'asymétrie des faisceaux dans *BABAR* projetée par poussée de Lorentz les produits de désintégration vers l'avant. Bien que la poussée soit faible, l'optimisation de l'acceptation du détecteur conduit à un détecteur asymétrique,
- une excellente résolution sur la mesure de la position du vertex. Les mésons B volent approximativement le long de l'axe z , ainsi la différence entre leur temps de désintégration est mesurée *via* la différence entre leur position en z de leur point de désintégration. La meilleure résolution possible est donc nécessaire pour pouvoir distinguer les vertex des particules belles, charmées ou issues des quarks légers. Ceci implique également de minimiser les diffusions multiples,
- une détection avec une efficacité élevée et une reconstruction précise des traces pour une échelle en impulsion transverse de 50 MeV/ c à 4 GeV/ c ,
- la distinction entre électrons, muons, kaons, protons et pions sur une large échelle cinématique. Il est en effet indispensable de connaître la saveur du méson B , ce qui est fait avec une pureté et une efficacité élevées seulement si électrons, muons et kaons peuvent être clairement identifiés. En outre, la distinction entre pions et kaons de haute impulsion (2 – 4 GeV/ c) est essentielle pour reconnaître les désintégrations rares sans charme dans l'état final tels que $B \rightarrow \pi\pi$, $B \rightarrow K^{(*)}\pi$. C'est aussi un facteur clé pour la reconstruction des mésons D en $Kn\pi$ ($n \geq 1$).
- la détection des photons et la reconstruction des mésons $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ sur une gamme d'énergie de 20 MeV à environ 5 GeV.
- l'identification des hadrons neutres.

Ces informations sont données par les cinq sous-détecteurs constituant le détecteur *BABAR*, soit depuis le point d'interaction vers l'extérieur :

1. le détecteur de vertex au silicium *SVT* (*Silicon Vertex tracker*),
2. la chambre à fils *DCH* (*Drift CHamber*),
3. le détecteur de lumière Čerenkov *DIRC* (*Detector of Internally Reflected Čerenkov light*),
4. le calorimètre électromagnétique *EMC* (*ElectroMagnetic Calorimeter*).
5. le retour de flux magnétique instrumenté *IFR* (*Instrumented Flux Return*).

Les sous-détecteurs sont plongés dans un champ magnétique de 1,5 T produit par un solénoïde supra-conducteur placé entre l'*EMC* et l'*IFR* et dont l'axe de symétrie est l'axe des faisceaux. La figure 2.5 montre une coupe longitudinale et transverse du détecteur *BABAR*.

Une description plus détaillée de chaque sous-détecteur quoique obsolète sur plusieurs points est donnée à la référence [112]. Des descriptions plus récentes peuvent être trouvées aux références [89][113][114][115]

Du fait de la poussée de Lorentz du centre de collision donnée par l'asymétrie des faisceaux, la répartition spatiale des produits de désintégration n'est pas isotrope. Le détecteur a été dessiné de façon à maximiser l'acceptation: l'ensemble est décalé de 37 cm dans la direction du faisceau de plus basse énergie. L'acceptation angulaire dans le référentiel du laboratoire s'étend de 350 mrad dans la direction du faisceau e^- à 400 mrad dans la direction e^+ .

Le système de coordonnées utilisé est le suivant :

- l'axe \vec{z} est parallèle à l'axe de la chambre à fils et orienté dans le sens du faisceau e^- . Cet axe est décalé d'environ 20 mrad dans le plan horizontal par rapport à l'axe de collision afin de minimiser les perturbations du faisceau par le champ magnétique du solénoïde de *BABAR*,

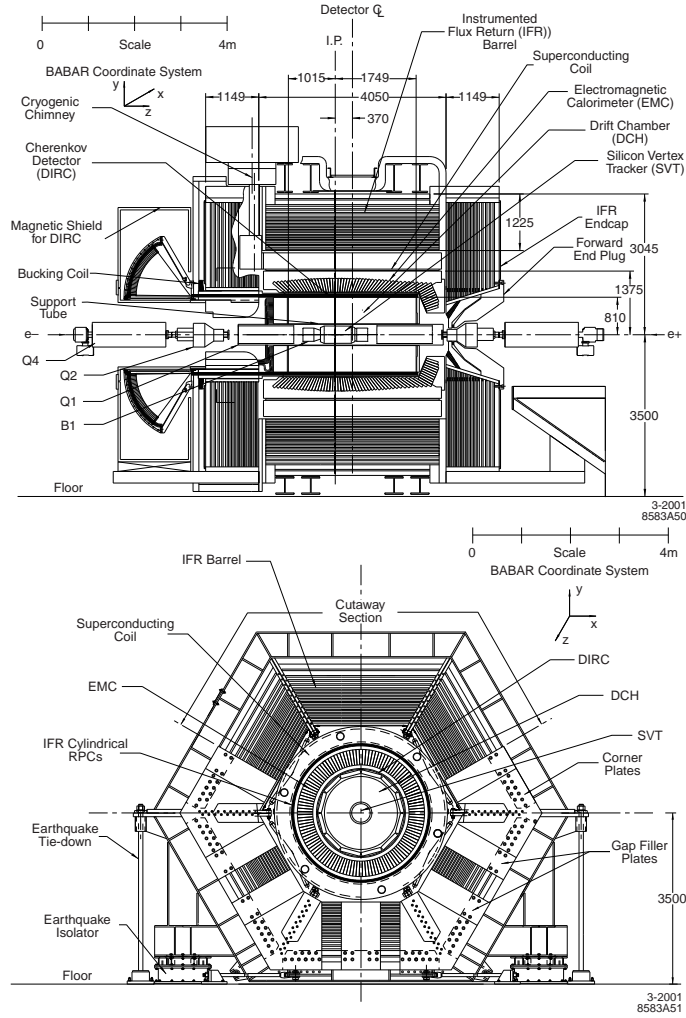


FIG. 2.5 – Coupe longitudinale (figure du haut) et transverse (figure en bas) du détecteur BABAR.

- l'axe \vec{y} est dirigé selon la verticale vers le haut,
- l'axe \vec{x} est dans le plan horizontal, fuyant par rapport au centre des anneaux de *PEP – II*.
- l'angle ϕ est mesuré de l'axe \vec{x} vers l'axe \vec{y} dans le plan (xy) .
- l'angle θ est mesuré de l'axe \vec{z} vers l'axe \vec{y} dans le plan $(\vec{y}\vec{z})$.

2.2.1 Le détecteur de vertex en silicium (SVT)

Le détecteur de traces et de vertex au silicium (*SVT*, *Silicon Vertex Tracker*) est un détecteur crucial pour la détermination précise de la position des traces et du vertex du méson B , et a été conçu pour mesurer les angles et positions des particules chargées juste à la sortie du tuyau des faisceaux². Il se compose de cinq couches de silicium visibles sur les coupes transverse et longitudinale à la figure 2.6. Les rayons interne et externe du *SVT* sont respectivement 3,2 cm et 14,4 cm. La première couche est ainsi directement située après le tube à vide, ce qui permet la

2. Le *SVT* est une des particularités de *BABAR*, en effet, contrairement aux expériences du *LEP* et du *Tevatron* (qui disposaient de *Silicon Vertex Detector* et non pas *Tracker*, à l'exception de l'expérience *CDF* qui l'améliora après le Run 1), le *SVT* permet de reconstruire l'impulsion d'une trace chargée sans informations d'un autre sous-détecteur. Les détecteurs *ATLAS* et *CMS* disposeront de cette technologie de détecteur de vertex au silicium.

localisation du vertex de désintégration des B avec une précision d'environ $80 \mu\text{m}$ à comparer aux $250 \mu\text{m}$ de leur distance de vol.

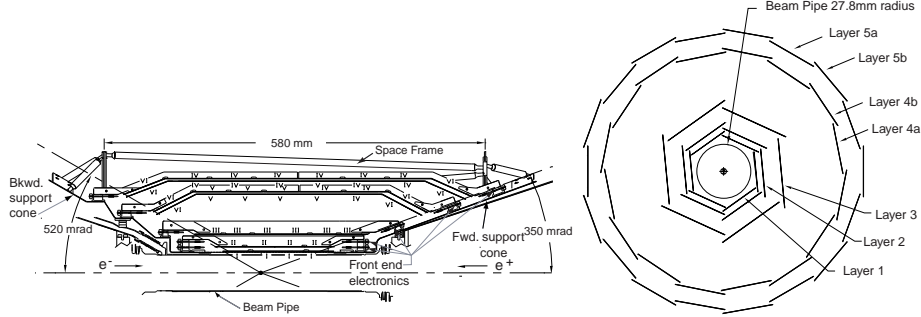


FIG. 2.6 – Coupe longitudinale (gauche) et transverse (droite) du détecteur de vertex au silicium.

Chaque couche est segmentée en modules s'étendant sur toute la longueur du *SVT* : les trois premières en comportent six et les deux dernières respectivement seize et dix-huit. Chaque module comporte entre quatre et huit détecteurs au silicium et l'électronique de lecture associée située à son extrémité arrière. Le *SVT* totalise ainsi 340 détecteurs de silicium qui couvrent une surface de 1 m^2 avec 150000 canaux de lecture. Chaque détecteur de silicium est composé de deux surfaces de micro-pistes semi-conductrices : sur une face ces pistes sont parallèles à l'axe z et mesurent l'angle polaire ϕ , et sur l'autre face les pistes sont perpendiculaires à l'axe z et mesurent la position en z . Les cinq couches du *SVT* offrent ainsi jusqu'à dix points de mesure pour la reconstruction de la trajectoire des particules chargées qui traversent le sous-détecteur. La structure en silicium du *SVT* permet également de mesurer la perte d'énergie par ionisation dE/dx , cette information est utilisée en complément de la chambre à fils et du détecteur Čerenkov pour l'identification des particules chargées.

Les deux dernières couches ont une forme en arche qui augmente l'angle d'incidence des traces en bordure de la zone d'acceptance et réduit la quantité de silicium traversée. L'acceptance géométrique du *SVT* s'étend de 20° à 150° ce qui correspond à 90 % de l'angle solide dans le référentiel du centre de masse de la collision.

Les trois premières couches contribuent de façon dominante à la détermination du paramètre d'impact des traces de particules chargées. La résolution spatiale est d'environ $15 \mu\text{m}$ pour ces trois couches. Les deux couches extérieures ont une résolution moyenne de $40 \mu\text{m}$. Elles sont principalement importantes dans la reconstruction des traces de particules chargées dont l'impulsion est inférieure à $120 \text{ MeV}/c$. En effet en raison de la courbure imprimée par le champ magnétique aux trajectoires, les particules chargées dont l'impulsion est inférieure à $120 \text{ MeV}/c$ ne parviennent pas à la chambre à fils³, toute l'information sur ces particules est alors uniquement fournie par le *SVT*. De même l'information issue du *SVT* est essentielle pour la reconstruction des particules neutres susceptibles de se désintégrer avant d'avoir atteint la chambre à fils tels les mésons $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Par ailleurs la reconstruction des trajectoires avec les cinq couches du *SVT* permet de mesurer la perte d'énergie par ionisation dE/dx . Cette information est utilisée dans le système d'identification des particules en complément des informations issus de la chambre à fils (*DCH*) et du détecteur Čerenkov (*DIRC*).

Le *SVT* n'est pas rigide et la position relative de ses bandes doit être alignée de temps à autre, cette procédure d'alignement est effectuée à l'aide de rayons cosmiques et d'événements e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$. L'alignement est relativement stable dans le temps et cette procédure n'est mise en oeuvre qu'après un accès au détecteur.

3. Par exemple les pions chargés (dit *mous* en raison de leur impulsion basse) issus de la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$.

2.2.2 La chambre à fils (*DCH*)

La chambre à dérive (*Drift Chamber*, *DCH*, ou chambre à fils), forme avec le *SVT* le système de détection des traces de *BABAR*. Elle est également un élément central du système de déclenchement de la prise de données. Ayant un volume plus grand que le *SVT*, la chambre à fils a un rôle capital dans la détermination précise des impulsions des particules évoluant dans le champ magnétique. Il faut néanmoins que les particules chargées aient une impulsion supérieure à 120 MeV/c pour pouvoir être mesurées de manière correcte. La chambre à fils est capable de mesurer la position transverse et longitudinale des traces avec une précision de l'ordre du millimètre, elle permet ainsi de reconstruire les vertex de désintégration des particules ayant un long temps de vie comme les K_s , les Λ ou les Ξ . Si la particule se désintègre hors du volume de détection du détecteur en silicium, son vertex de désintégration sera reconstruit uniquement par la chambre à fils. La *DCH* participe à l'identification des particules chargées par mesure de la perte d'énergie par ionisation dE/dx . Pour des traces d'impulsion inférieure à 700 MeV/c, n'atteignant donc pas le détecteur Čerenkov, la résolution d'environ 7 % sur dE/dx (pour 40 mesures) permet de différencier pions et kaons. La structure de la chambre à fils a été optimisée afin de minimiser la quantité de matière devant le détecteur Čerenkov et le calorimètre électromagnétique. Dans les conditions de collisions à haute luminosité avec *PEP-II*, le système d'acquisition de la *DCH* a été conçu pour supporter des taux de 5 kHz par cellule avec un temps mort de quelques pourcents seulement.

Description de la chambre à fils.

Une description détaillée du principe de la mesure avec les chambres à fils peut être trouvée dans [116]. La chambre à fils de *BABAR* est un cylindre de 2,8 m de long composé de 40 rangées de fils groupés en cellules hexagonales permettant la mesure d'une position et d'une quantité de charge déposée. Son rayon intérieur est de 22 cm et son rayon extérieur de 80 cm.

La chambre à fils est remplie par environ 5 m³ d'un mélange d'hélium et d'isobutane de faible densité dans les proportions respectives de 80 et 20 % à une pression de 4 mbar au dessus de la pression atmosphérique. Le mélange de gaz comprend également 3500 ± 200 ppm d'eau dont le rôle est de limiter les décharges électriques (et donc de ralentir le vieillissement de la chambre) par la modification de la permittivité diélectrique du gaz. La présence d'isobutane permet d'absorber la majorité des photons produits lors de l'ionisation des atomes d'hélium et ainsi de localiser l'interaction⁴. Les matériaux utilisés pour la conception des structures de la *DCH* ainsi que la nature du mélange gazeux ont été choisis afin de limiter les diffusions multiples. En effet la majorité des traces issues des désintégrations des mésons B et D ont une impulsion inférieure à 1 GeV/c, la résolution sur les paramètres des traces est alors limitée par les diffusions multiples. De même le choix des matériaux et des gaz a été fait en vue de diminuer fortement la probabilité de conversion des photons en e^+e^- .

Une vue longitudinale selon z de la *DCH* est donnée à la figure 2.7. Le détecteur n'est pas disposé symétriquement par rapport au point d'interaction mais s'étend plus vers l'avant, couvrant les angles $17,2^\circ < \theta < 152,6^\circ$ dans le référentiel du laboratoire.

A l'intérieur de la chambre les fils sont groupés en cellules hexagonales composées d'un fil de détection entouré par six fils de champ. Les fils de champ sont portés à une tension d'environ 800 V, tandis qu'une haute tension (1930 V) est appliquée au fil de détection. La valeur de cette haute tension est cruciale: trop faible elle diminue l'efficacité, trop haute elle augmente le bruit enregistré et endommage les fils. La *DCH* comprend 7.104 cellules de détection (correspondant à environ 28000 fils), arrangées en 4 super-couches de 10 couches tel que montré sur la figure 2.9. En plus des fils de champ et de détections, entre les super-couches sont tendus des fils dits de *garde* soumis à une tension d'environ 300 V, qui permettent de limiter la fuite des lignes de champ électrique entre les cellules adjacentes. La figure 2.8 montre deux cellules de deux couches successives, chaque cellule mesure environ 1,2 cm dans la direction radiale (la verticale sur la figure) et 1,9 cm dans la direction azimutale. On distingue deux types de cellules selon l'inclinaison de leur

4. Ce type de gaz, appelé *quench gaz*, est souvent une molécule organique avec une section efficace d'absorption des photons importante.

fil par rapport à l'axe z : axial et stéréo. Les cellules axiales (notées A) ont leur fil alignés selon l'axe z , tandis que les fils des cellules stéréo ont une direction décalées par rapport à z d'un angle entre 45 et 77 mrad et notées U et V . Les différents fils sont ordonnés sur dix couches selon l'ordre $AUVVAUVA$ (voir la figure 2.9).

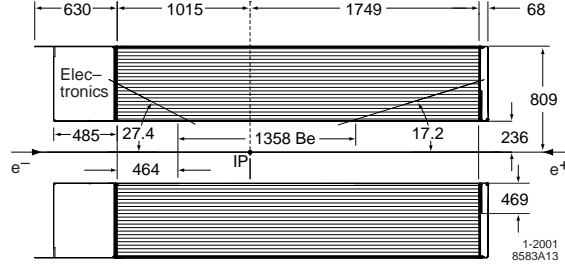


FIG. 2.7 – Coupe longitudinale de la chambre à dérive.

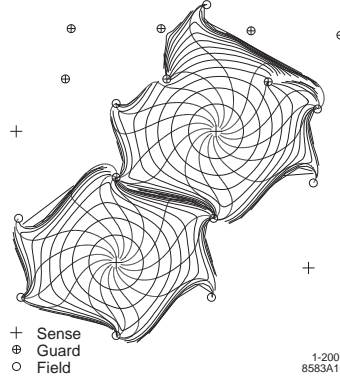


FIG. 2.8 – Champ électrostatique dans les cellules de la DCH.

Un champ électrostatique fort est donc crée dans chaque cellule. Lors du passage d'une particule chargée le gaz est ionisé au voisinage de sa trajectoire et sous l'action de la tension électrique les électrons créés dérivent vers les fils de détection. En se rapprochant du fil de détection les électrons subissent un champ électrique de plus en plus intense qui les accélère. Les électrons ionisent alors à leur tour le gaz ce qui amplifie le signal de départ, on parle d'*avalanche électronique*. Le gain d'avalanche obtenu pour une tension de 1960 V est d'environ 50000. En se déplaçant vers le fil de détection les électrons créent par induction capacitive un courant électrique qui est récupéré par l'électronique de lecture en quelques nanosecondes, ce qui permet de repérer la cellule traversée. Les traces sont ensuite reconstruites en combinant les points de mesure des couches traversées. Avec ses 40 couches, la *DCH* peut donner jusqu'à presque 40 mesures de coordonnées spatiales par trace, assurant ainsi une efficacité de reconstruction élevées pour les traces d'impulsion transverse supérieure à 100 MeV/c.

On a alors pour chaque trace accès à deux informations :

- la position du point de passage de la particule dans le plan transverse (x,y) ,
- la quantité d'énergie déposée par la particule dans la cellule par ionisation.

La connaissance de la position en trois dimensions du point de passage d'une particule est possible grâce à la présence des cellules stéréo. En effet le temps mis par le signal pour arriver depuis les différents fils est converti en distance, ce qui permet de localiser dans l'espace le point de passage de la trace dans la cellule.

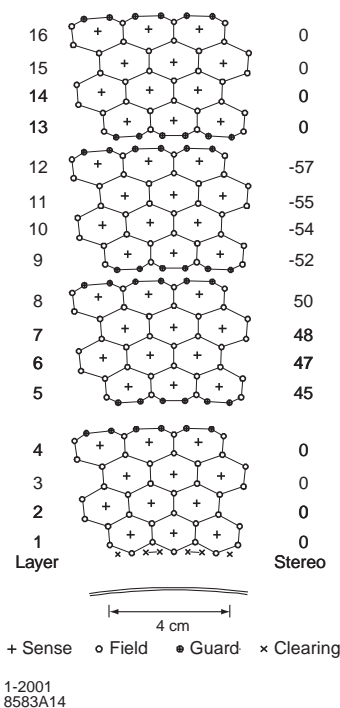


FIG. 2.9 – *Distribution des fils de la DCH dans une portion de vue transverse. On distingue ici quatre super-couches composées chacune de quatre couches de cellules. Les chiffres à droite de chaque super-couche désignent la valeur de l'angle entre la direction des fils et la direction de l'axe z .*

Les traces peuvent donc être reconstruites en trois dimensions avec une résolution variant entre 100 et 200 μm . Cette résolution est principalement limitée par la diffusion des électrons ionisants durant leur dérive et par les fluctuations du processus d'ionisation.

2.2.3 Travaux sur la DCH durant ma période d'*Operation Manager*

J'ai passé huit mois en Californie sur le site de l'expérience *BABAR* où, du 1^{er} janvier au 1^{er} juin 2006, j'ai participé à la prise de données en tant que *Operation Manager* de la DCH (coordinateur de la prise de données pour la chambre à fils).

Mon rôle consistait pendant ces 6 mois à coordonner quotidiennement les opérations de la chambre, et en particulier à communiquer avec les membres responsables de la prise de données pendant la réunion quotidienne. Je donnais chaque mois une présentation globale sur la prise de données par la DCH et sur son état.

Il était également nécessaire de coordonner toutes activités sur la chambre à dérive, comme par exemple les accès au détecteur. Ce rôle d'*operation manager* impliquait d'être pendant 6 mois disponible à toute heure du jour ou de la nuit, afin de pouvoir résoudre à tout moment tout problème sur la chambre. La chambre à dérive est le seul sous-système où un seul expert est en charge pendant 6 mois de suite sans interruption : pour les autres sous-systèmes, les spécialistes se relaient chaque semaine.

Une activité importante pendant ces 6 mois a été la gestion du fonctionnement de la chambre à fils en période de bruit élevé. L'accélérateur *PEP-II* a souffert en effet pendant plusieurs mois d'une instabilité des faisceaux qui occasionnait des bruits de fond dangereux pour la qualité des données. En outre l'augmentation constante de la luminosité délivrée par l'accélérateur *PEP-II* a provoqué une hausse naturelle du bruit de fond qui a nécessité d'augmenter la valeur limite des

courants sur les fils de détection de la *DCH*. Chaque arrêt de l'accélérateur pour maintenance entraînait durant les jours qui suivaient des bruits de fond très élevés à cause de la brisure du vide dans les cavités accélératrices. Le système d'acquisition de la chambre à fils se bloquant automatiquement en cas de bruit élevé et répété, ces périodes réclamaient une surveillance accrue du fonctionnement de la *DCH* et de la qualité des données. Enfin j'ai servi en tant qu' *operation manager de sûreté* en juillet 2006, afin de seconder la personne qui allait me remplacer.

Pendant ma période d'Operation Manager, une importante modification fut apportée à l'électronique de *front-end*⁵ de la *DCH*.

Durant une prise de données, les signaux lus par l'électronique de front-end sont sommairement filtrés, amplifiés, puis numérisés et transférés par fibre optique vers des processeurs⁶ qui les analysent. La forme du signal (*i.e.* des impulsions électriques créés par le passage de la particule chargée) contient toute l'information nécessaire pour le calcul de la position de la trace et de l'énergie déposée. Les paramètres de forme du signal numérisé étaient calculés⁷ (piédestal, début et aire de l'impulsion), dans les *ROM*. La figure 2.10 montre la forme typique d'une pulse telle qu'elle est lue par l'électronique et sa forme une fois numérisée.

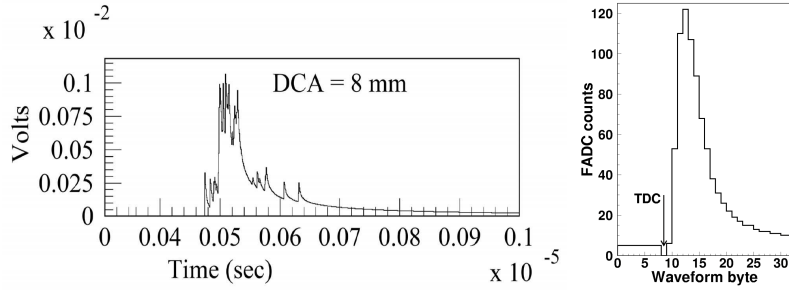


FIG. 2.10 – *Pulse de signal lue par l'électronique de la DCH (gauche) et profil d'une pulse de signal après numérisation (droite) pour l'extraction de ses paramètres de forme. Le temps noté TDC est un de ces paramètres et désigne le début de la pulse.*

Une fois extraite, la forme des signaux est renvoyée dans l'électronique de front-end et est utilisée par le système de déclenchement de premier niveau (appelé *trigger L1*). Les événements détectés par la *DCH* durant le traitement des signaux sont stockés dans une mémoire-tampon en attendant d'être traités. Mais si le traitement des signaux de la *DCH* est trop long et que la mémoire-tampon est pleine, la *DCH* ne prend alors plus de données ce qui cause un temps mort. Pour le run 4 la luminosité instantanée était d'environ $9 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (soit trois fois la luminosité nominale de *PEP-II*), la fréquence maximale du trigger *L1* était alors limitée par la *DCH* à 3,7 kHz, ce qui aurait causé un temps mort de 20 %. Le problème était d'autant plus préoccupant que *PEP-II* projetait d'augmenter encore la luminosité à $12 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ce qui correspondait à une fréquence de trigger *L1* de 7 kHz. La première étape fut de réduire la quantité d'information envoyée par l'électronique de front-end aux *ROM* en divisant par 2 la fréquence d'échantillonnage lors de la numérisation du signal. Cette modification ne dégradait que faiblement la résolution sur dE/dx et fut validée par des comparaisons sur les données.

La seconde étape fut de modifier l'électronique de front-end en y ajoutant des modules programmables⁸ capables d'effectuer l'extraction de la forme du signal. La numérisation et l'extraction de la forme du signal étaient alors intégralement effectuées dans l'électronique de front-end. Cette modification a permis d'augmenter la fréquence limite du trigger *L1* pour la *DCH* à presque 7 kHz

5. L'électronique de front-end désigne l'électronique de lecture placée au plus près du détecteur. Elle supporte donc un flux intense de radiations qui peuvent influencer sur son fonctionnement

6. Dans *BABAR* ces processeurs sont appelés les *ROM* (Read Out Module).

7. Cette procédure est appelée *feature extraction*.

8. Ces modules de micro électronique, appelés *FPGA* (*Field Programmable Gate Array*), sont des ensembles programmables de mémoire vive, de portes logiques, d'interconnection programmables et d'horloges.

et donc de limiter son temps mort. La figure 2.11 montre l'évolution du *CPU* des *ROM* le jour du déploiement de la seconde modification apportée à l'électronique de front-end, la baisse d'activité des *ROM* est clairement visible. Les sous-détecteurs principalement responsables du temps mort lors de l'acquisition de données devinrent alors le détecteur de vertex au silicium et le calorimètre électromagnétique.

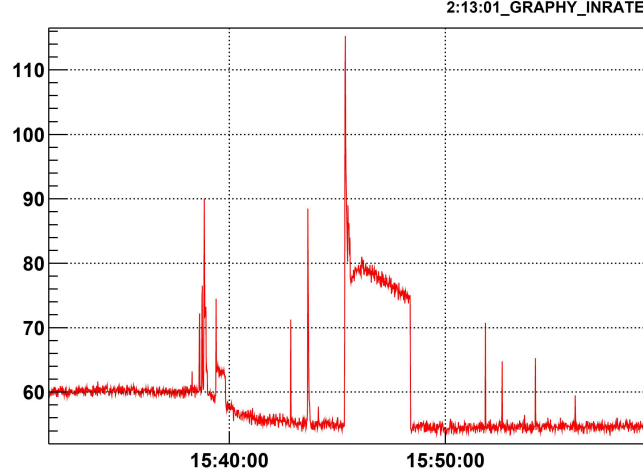


FIG. 2.11 – Evolution du *CPU* (en ordonnée en μs) des processeurs d'analyse des données (*ROM*) le 14 février 2006 au moment de la mise en service de la nouvelle électronique de front-end. Les paramètres de forme des signaux de la chambre à fils sont alors calculés directement dans l'électronique de front-end et non plus dans les *ROM*. Les différents pics correspondent à des bruits de fond transitoires issus de l'accélérateur *PEP – II*.

Malheureusement la nouvelle électronique de front-end de la chambre à fils était 70 fois plus sensible au rayonnement de neutrons que l'ancienne. En effet le bore utilisé comme dopant dans le silicium des modules *FPGA* est un excellent capteur de neutrons⁹ : une fois activé par la capture d'un neutron, il se désintègre par désintégration α en lithium :



La particule α libérée est de faible impulsion et de ce fait est très ionisante. Lors du passage à travers les transistors composant les portes logiques des *FPGA*, ces particules α peuvent en changer l'état logique, on parle de *radiation upset*. Le flux de neutrons d'environ 1 MeV au niveau de l'électronique de la *DCH* est de 2000 /cm²/s, ce qui cause théoriquement une radiation upset par heure dans la *DCH*. Les symptômes de ce phénomène peuvent être divers, le plus commun étant une perte de connection avec la partie de l'électronique touchée, ce qui est illustré sur la figure 2.12. La solution à ces pertes de connection par des radiation upsets consistait à redémarrer la basse tension alimentant l'électronique de front-end. En effet à chaque allumage de l'alimentation les *FPGA* étaient automatiquement reconfigurées. Cette procédure fut ensuite automatisée avec une vérification régulière de la configuration des *FPGA* et une reconfiguration à chaque début de run¹⁰. Le problème, bien qu'atténué, continua à subsister, les éléments de l'électronique chargés de vérifier la configuration des *FPGA* pouvant eux aussi subir des *radiation upsets*.

9. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle des barres de bore sont utilisées dans les réacteurs nucléaires pour contrôler la réaction en chaîne.

10. Une période de prise de données de plusieurs mois est appelée *run*, on appelle également *run* une prise de données de 55 min. Dans ce cas *run* désigne la période de 55 min.

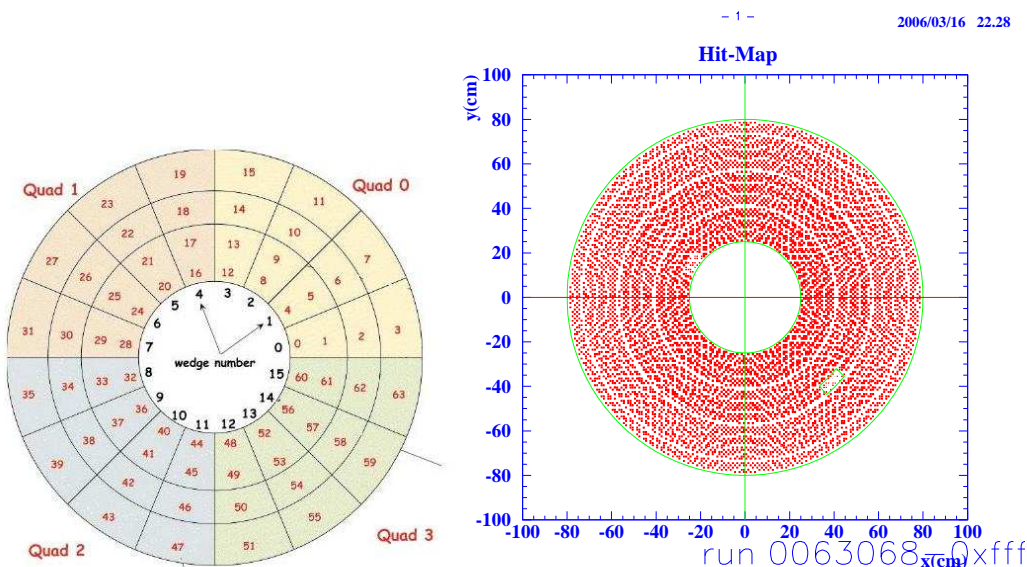


FIG. 2.12 – L’électronique de front-end de la DCH est distribuée en cartes individuelles dont la position est donnée sur la figure de gauche. La figure de droite montre l’occupation des différents canaux d’acquisition de la DCH durant un run de BABAR. On remarque une zone à l’occupation plus faible qui coïncide avec la carte 24, la connection avec cette carte a été perdue suite à une radiation upset. La deuxième zone déficiente en 54 n’est pas due à une radiation upset mais à une erreur de manipulation sur la haute tension au début de BABAR qui a endommagé quelques fils. Afin d’éviter tout accident cette zone est laissée à basse tension.

2.2.4 Le détecteur Čerenkov (*DIRC*)

Au-delà de la chambre à fils se situe le détecteur d’effet Čerenkov *DIRC* (*Detector of Internally Reflected Čerenkov light*), dédié à l’identification des particules chargées et particulièrement à la distinction entre pions et kaons pour des impulsions supérieures à 700 MeV/c. L’identification pour des impulsions plus faibles s’appuie essentiellement sur la mesure de dE/dx dans la chambre à fils.

L’effet Čerenkov

Le *DIRC* identifie les particules en utilisant l’effet Čerenkov : lorsqu’une particule chargée traverse un milieu transparent d’indice n avec une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, $\frac{c}{n}$, le milieu émet de la lumière, c’est l’effet Čerenkov. Cette lumière est émise selon un cône dont l’angle d’ouverture au sommet θ_c , est fonction de la vitesse de la particule :

$$\cos(\theta_c) = \frac{c}{vn} \quad (2.2.2)$$

Dans le *DIRC* le milieu choisi est du quartz synthétique dont l’indice de réfraction est $n_{\text{quartz}} = 1,473$. Le quartz est taillé en barres rectangulaires qui sont disposées selon les côtés d’un dodécagone autour de la chambre à fils. Une vue d’ensemble du *DIRC* et de ses éléments est donnée à la figure 2.13.

La lumière Čerenkov se propage par réflexions internes vers les extrémités des barres de quartz tout en conservant un angle constant. Les extrémités avant sont équipées de miroirs qui réfléchissent totalement la lumière et la renvoient vers les faces arrières. La lumière sort ensuite des faces arrières des barres et arrive dans une cuve d’eau pure au fond de laquelle sont disposés 10752 photomultiplicateurs qui détectent la position du cône de lumière Čerenkov au fond de la cuve. L’eau est filtrée afin de limiter les diffusions de la lumière Čerenkov. La trajectoire de la trace chargée

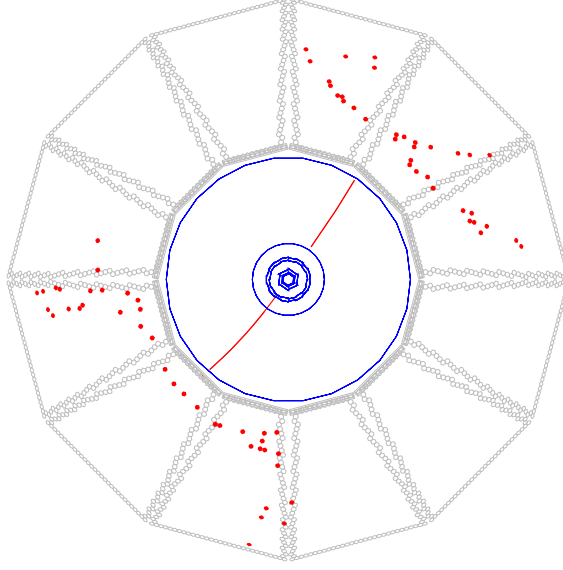


FIG. 2.15 – *Reconstruction d'un événement $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, seuls sont représentés les photo-multiplicateurs avec un signal compris à ± 8 ns de l'estimation du temps d'arrivée des photons Čerenkov. On distingue les anneaux résultant de la section du cône de lumière de chaque muon.*

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n\beta_i}, \quad (2.2.3)$$

où $\beta_i = p/E_i$ et $n = 1,473$, il faut pour cela que la particule ait une impulsion supérieure au seuil Čerenkov :

$$p > \frac{m_i}{\sqrt{n^2 - 1}}, \quad (2.2.4)$$

soit 124 MeV/c pour le pion et 460 MeV/c pour le kaon. L'erreur sur l'angle θ_c est :

$$\sigma(\theta_c) = \sqrt{\sigma_t^2 + \frac{\sigma_{\theta_\gamma}^2}{N_s}}, \quad (2.2.5)$$

où σ_t est l'erreur sur l'angle due à l'erreur sur l'impulsion reconstruite par le détecteur en silicium et la chambre à fils, et où σ_{θ_γ} est l'erreur sur la mesure de l'angle pour un photon de signal utilisé (environ 11 mrad). La résolution du *DIRC* sur θ_c est de l'ordre de 2,5 mrad. La figure 2.16 représente l'angle Čerenkov en fonction de l'impulsion p des particules incidentes avec en superposition les courbes théoriques pour chaque hypothèse de masse.

Le détecteur Čerenkov de *BABAR* permet de distinguer pions et kaons à respectivement 8 écarts standards pour des traces de moins de 1 GeV/c. Pour des impulsions de 1 à 4 GeV/c, les traces π/K sont discriminées avec une précision de 2 écarts standards. La séparation entre mésons chargés pion/kaon avec le détecteur Čerenkov est illustrée à la figure 2.17.

Ces performances d'identification sont fondamentales pour la reconstruction des modes de désintégration tels que $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ou $B \rightarrow \pi\pi$ avec une pureté élevée. La pureté est assurée essentiellement par la sélection sur la différence de masse entre le D^{*+} et le D^0 ($m(D^{*+}) - m(D^0) = 145,421 \pm 0,010$ MeV/ c^2 [28]). Le pion de basse impulsion est issu du D^{*+} , sa charge est la même que celle du pion issu du D^0 et est l'opposée de celle du kaon.

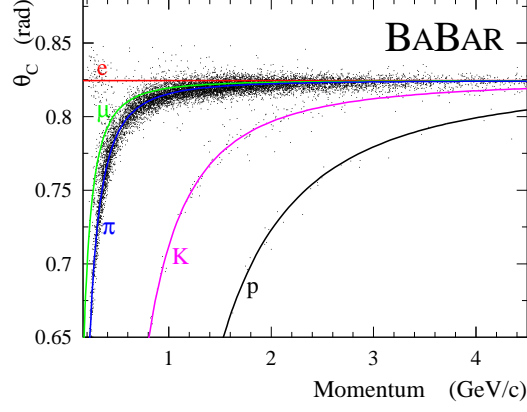


FIG. 2.16 – Distribution de l'angle Čerenkov d'une population de pions en fonction de l'impulsion et courbes théoriques pour différentes particules.

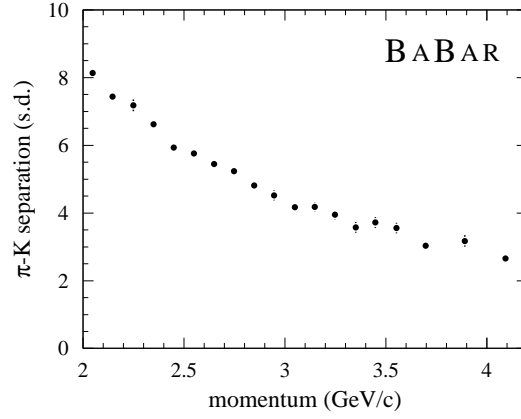


FIG. 2.17 – Séparation π^\pm/K^\pm avec le détecteur Čerenkov (DIRC) en fonction de l'impulsion des particules chargées. Cette séparation a été calculée avec des désintégrations $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ sélectionnées dans les données à partir de la production inclusive de $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^{*\pm}$.

2.2.5 Le calorimètre électromagnétique (EMC)

Le calorimètre électromagnétique (*Electromagnetic Calorimeter, EMC*) est conçu pour mesurer l'énergie des gerbes électromagnétiques avec une excellente efficacité sur une plage en énergie allant de 20 MeV à 9 GeV. L'*EMC* participe ainsi à la détection des photons provenant de la désintégration des mésons π^0 ou η ainsi que des processus radiatifs ou électromagnétiques. Il participe également à l'identification des électrons¹¹ et des mésons K_L^0 . Lors de l'identification des électrons le calorimètre est aussi utilisé pour corriger les pertes d'énergie par Bremsstrahlung dans la matière du détecteur.

La limite supérieure de la plage en énergie est liée à la nécessité de mesurer des processus électromagnétique comme $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow \gamma$ pour la calibration et le calcul de la luminosité. La limite inférieure est déterminée par la nécessité d'une grande efficacité de reconstruction des désintégrations de mésons B contenant plusieurs π^0 et η .

Principe de fonctionnement

Le calorimètre électromagnétique est constitué de cristaux d'iodure de césium (CsI) dopés au thallium qui absorbent totalement l'énergie des photons. La table 2.3 donne les principales propriétés du CsI et un schéma de cristal est montré à la figure 2.18. Les particules entrant dans les cristaux créent des gerbes électromagnétiques qui se développent et peuvent se propager aux cristaux adjacents. Les molécules de CsI sont alors excitées et produisent une lumière de scintillation qui est collectée par des photodiodes de silicium placées aux extrémités des cristaux.

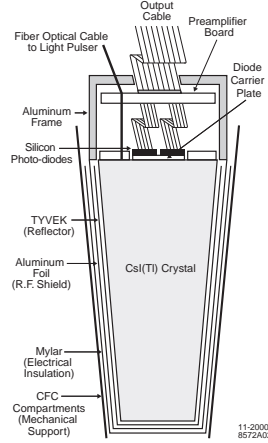


FIG. 2.18 – Schéma d'un cristal avec son électronique de lecture sur la face arrière.

TAB. 2.3 – Propriétés de l'iodure de césium (CsI).

Paramètre	Valeur
Longueur de radiation	1,85 cm
Rayon de Molière	3,8 cm
Densité	4.53 g/cm ³
Gain en lumière	50,000 γ /MeV
Longueur d'onde d'émission λ_{max}	565 nm
Temps de désexcitation	3,34 μ s (36 %)

11. L'identification des électrons par l'*EMC* est particulièrement importante dans la reconstruction du méson J/ψ en e^+e^- pour la mesure de $\sin(2\beta)$ avec $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, ainsi que pour le tagging de la saveur des B .

Dans *BABAR* le calorimètre est formé de deux parties distinctes : une partie cylindrique qui entoure le *DIRC* et une partie conique fermant le cylindre à l'avant du détecteur. Le cylindre contient 5760 cristaux et le cône 820. La géométrie du calorimètre est illustrée sur la figure 2.19.

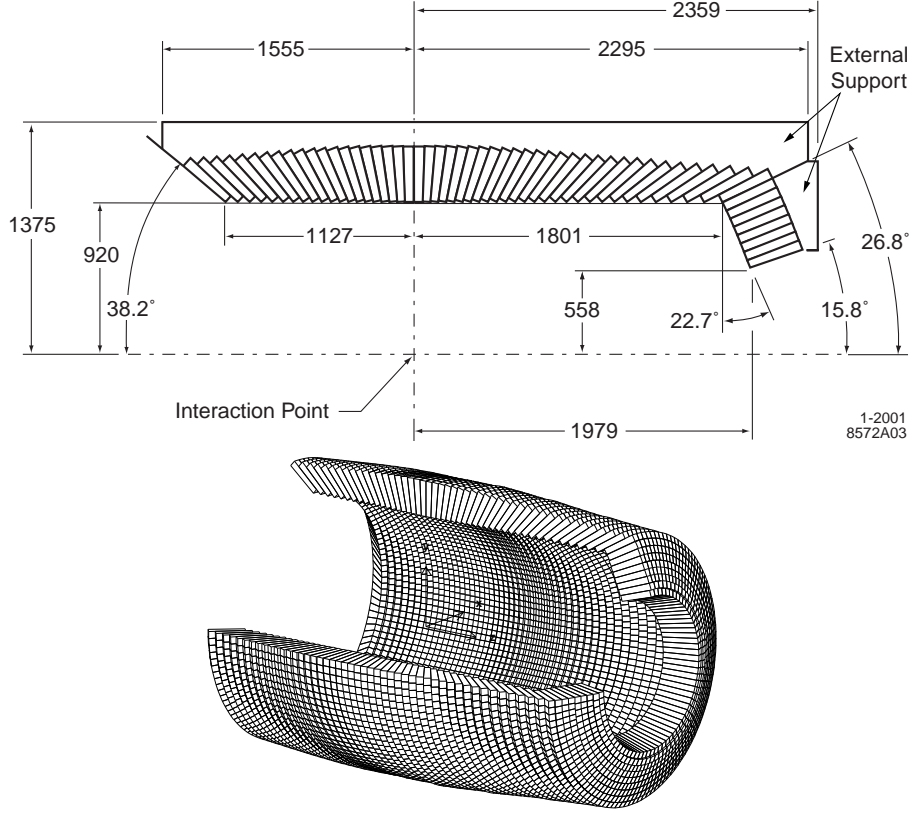


FIG. 2.19 – Schéma du calorimètre électromagnétique de BABAR : vue transverse (haut) et en 3D (bas).

Le calorimètre électromagnétique couvre une région comprise entre les angles $15,8^\circ < \theta < 141,8^\circ$, c'est-à-dire 90 % de l'espace dans le référentiel du centre de masse de la résonance $\Upsilon(4S)$. La résolution en énergie obtenue est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2,32 \pm 0,30)\%}{E(\text{GeV})^{1/4}} \oplus (1,85 \pm 0,12)\%, \quad (2.2.6)$$

et la résolution angulaire :

$$\sigma_{\theta,\phi} = \left(\frac{(3,87 \pm 0,07)}{E(\text{GeV})^{1/2}} + (0,00 \pm 0,04) \right) \text{ mrad}. \quad (2.2.7)$$

La figure 2.20 montre la résolution de l'*EMC* en fonction de l'énergie pour différents processus.

2.2.6 L'aimant supra-conducteur

Les quatre premiers sous-détecteurs, *SVT*, *DCH*, *DIRC* et *EMC*, sont plongés dans un champ magnétique créé par un aimant supra-conducteur. Cet aimant est un solénoïde supra-conducteur traversé par un courant de 4600 A qui crée un champ magnétique constant de 1,5 T. Il est constitué d'un câble dit *de Rutherford* d'une longueur de 10,3 km en filaments de niobium-titane (NbTi) enveloppés dans de l'aluminium. Le solénoïde est refroidi à une température de 4,5 K avec de l'hélium liquide.

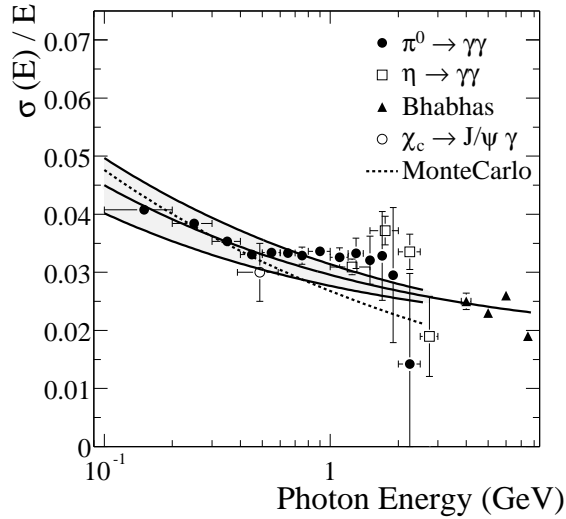


FIG. 2.20 – Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie pour différents processus.

2.2.7 Le retour de flux instrumenté (IFR)

La détection des muons est importante pour l'expérience, la première mesure de violation de CP a été effectuée dans *BABAR* avec le canal de désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi K_s$, un des modes de désintégration du J/ψ étant $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. En outre l'étiquetage du B (*i.e.* la connaissance de sa saveur) se base aussi sur l'identification des muons de haute impulsion.

Le retour de flux instrumenté (*IFR*, *Instrumented Flux Return*) est le dernier sous-détecteur de *BABAR* et enveloppe les quatre autres sous-détecteurs ainsi que le solénoïde. Il assure l'identification des muons ainsi que la reconstruction des hadrons neutres, en association avec le calorimètre. Ainsi pour la mesure de $\sin(2\beta)$ avec le canal $B^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-) K_L^0$, l'*IFR* sert à la fois à reconstruire le J/ψ et le K_L^0 .

L'*IFR* est composé d'une armature en acier qui sert à la fois à filtrer les muons et à refermer les lignes de champ magnétique du solénoïde de l'expérience. Il est constitué de petits détecteurs contenant du gaz et placés soit dans la partie de l'entrefer qui entoure le faisceau, soit dans les portes d'acier refermant le retour de champ vers l'avant et l'arrière du détecteur. La figure 2.21 montre la géométrie du retour de flux instrumenté, avec ses trois parties distinctes : le corps principal (appelé *tonneau*) et les deux portes aux extrémités (appelé *bouchons*).

Au début de la prise de données par *BABAR* le système de détection se composait de *RPC* (*Resistive Plate Chamber*). La figure 2.22 montre une vue latérale d'une *RPC*, elles sont composées d'un volume de gaz, mélange d'argon, de fréon et d'isobutane, placé entre deux plaques de bakélite.

Les plaques de bakélite sont portées à une tension de 8 kV, ainsi quand une particule chargée traverse le gaz, elle crée un signal d'ionisation lu par des électrodes d'aluminium placées sur chaque face de la *RPC*. Il y avait au départ 806 modules de *RPC*. L'efficacité de certaines *RPC* diminuait rapidement au cours du temps, au point de n'atteindre plus que 30 %. Cette chute de l'efficacité fut attribuée à des courts circuits entre les électrodes causés par l'huile recouvrant l'intérieur des plaques.

Pour cette raison les *RPC* furent progressivement remplacées par des *LST* (*Limited Streamer Tubes*) entre 2004 et 2006. Les *LST*¹² sont constitués de cellules parallélépipèdes rectangles dont trois faces sont conductrices. Au centre de chaque cellule est tendu un fil porté à une tension de 4700 V et plongé dans un mélange de gaz argon-butane-dioxyde de carbone (88:9,5:2,5). Le

12. Ce système de détection, appelé *tube de Iarocci* a été utilisé dans les expériences *ZEUS*, *CLEO*, *SLD*, *PHENIX* et les expériences du *LEP*.

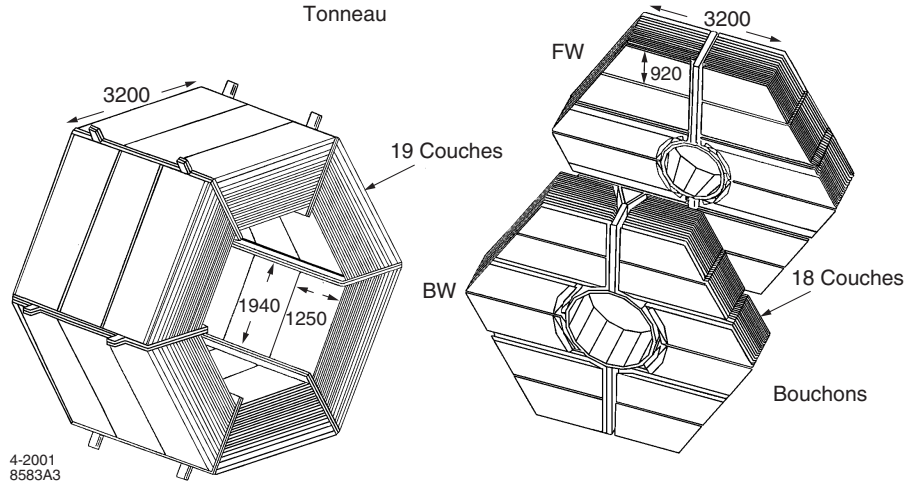


FIG. 2.21 – Géométrie du détecteur de muons.

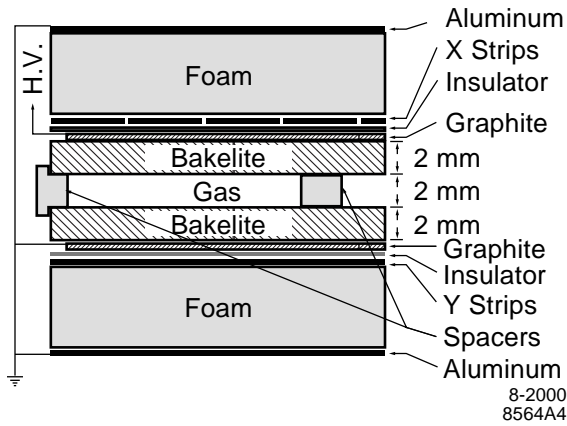


FIG. 2.22 – Vue latérale d'une RPC et de ses constituants.

fonctionnement est similaire à celui de la chambre à fils : en traversant la cellule une particule chargée ionise le gaz et les électrons de ionisation sont ensuite attirés et détectés par le fil. Les derniers modules *RPC* restants sont situés dans les bouchons avant et arrière de l'*IFR*, tous les modules du tonneau étant des *LST*.

2.3 Reconstruction et identification des particules

2.3.1 La reconstruction des traces avec le *SVT* et la *DCH*

La *trace* d'une particule chargée traversant un détecteur désigne sa trajectoire reconstruite à partir des points d'interaction dans la matière du détecteur. Les traces sont reconstruites à partir des points mesurés dans le *SVT* et la *DCH*.

La reconstruction des traces permet de connaître l'impulsion et la provenance des particules chargées, elle est réalisée dans deux sous-détecteurs : le détecteur de vertex au silicium (*SVT*) et la chambre à fils (*DCH*). Le champ magnétique dans lequel ces deux détecteurs sont placés courbe la trajectoire des particules chargées et permet de calculer leur impulsion à partir du rayon de

courbure. La résolution sur la mesure de l'impulsion transverse p_T (en GeV/c) est :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0,13 \% \times p_T \oplus 0,45 \% \quad (2.3.1)$$

Étant donné que l'impulsion moyenne des particules chargées issues du B est de 1 GeV/c, la diffusion de Coulomb est importante et limite la résolution. Pour cette raison un soin particulier a été porté pour limiter le volume et la quantité de matière¹³. La figure 2.23 montre la répartition de la matière dans le détecteur *BABAR* en terme de longueur de radiation X_0 en fonction de l'angle d'ouverture θ .

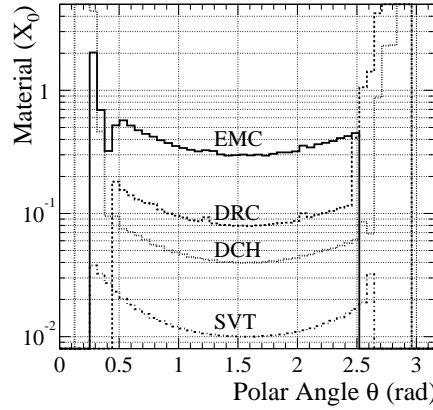


FIG. 2.23 – Répartition de la matière dans le détecteur *BABAR* en terme de longueur de radiation X_0 .

Le champ magnétique étant orienté selon z , les particules chargées dans le détecteur décrivent des hélices qui sont des cercles dans le plan transverse $\vec{x} - \vec{y}$. A partir des points de mesure dans le détecteur en silicium et la chambre à fils, les algorithmes de reconstruction des traces chargées cherchent à identifier les trajectoires en forme d'hélice et calculent les paramètres fondamentaux associés aux traces chargées : d_0 , z_0 , ϕ , ω et $\tan(\lambda)$ qui sont illustrés à la figure 2.24 :

- d_0 est la distance entre l'axe z et le point P de l'hélice qui en est le plus proche, \vec{p}_T est le vecteur d'impulsion transverse au point le plus proche de l'origine,
- ω est l'inverse du rayon du cercle R , projection de la trajectoire dans le plan $\vec{x} - \vec{y}$. Les quantités ω et \vec{p}_T sont reliées par la relation suivante, où B est le champ magnétique (1,5 T) et q la charge de la particule :

$$\omega \equiv \frac{1}{R} = \frac{qB}{p_T}, \quad (2.3.2)$$

- ϕ est l'angle du vecteur \vec{p}_T au point P , par rapport à l'axe \vec{x} ,
- z_0 est la coordonnée selon l'axe \vec{z} du point P ,
- $\tan(\lambda)$ est la tangente de l'angle entre le vecteur tangent à la trajectoire et le plan $\vec{x} - \vec{y}$.

On définit en particulier la notion de *DOCA* (*Distance Of Closest Approach*) qui désigne, pour une trace et dans un plan donnés (par exemple le plan transverse $x-y$), la distance la plus petite entre la projection de la trace dans le plan et la position du vertex.

Le tableau 2.4 et la figure 2.25 résument les caractéristiques et performances du système de reconstruction des traces chargées dans *BABAR* grâce à l'utilisation conjointe du *SVT* et de la *DCH*.

13. C'est dans cette optique que le tube à vide autour du point de collision des faisceaux est fait de béryllium.

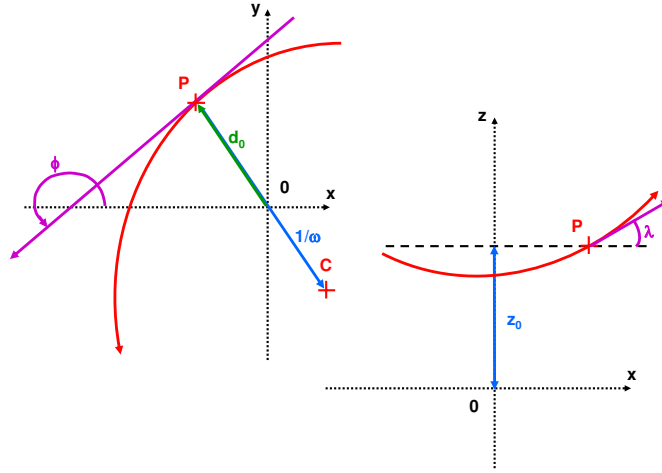


FIG. 2.24 – Définition des paramètres associés aux traces chargées.

TAB. 2.4 – Caractéristiques et performances de la reconstruction des traces chargées.

Couverture angulaire	$17,2^\circ < \theta < 152,6^\circ$ soit 92 % du volume dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$
Efficacité moyenne pour des traces de plus de 200 MeV/c et dans l'acceptance	98 %
Résolution ($p = 1 \text{ GeV}/c$):	
$\sigma(d_0)$	55 μm
$\sigma(z_0)$	65 μm
$\sigma(\phi)$	1 mrad
$\sigma(\tan(\lambda))$	0.001
σ_{p_T}/p_T	$0,13 \% \times p_T \oplus 0,45\%$

Les traces reconstruites par *BABAR* sont groupées en quatre catégories obtenues avec des critères de sélection de plus en plus sévères. Les définitions ci-dessous sont communes¹⁴ à l'ensemble des analyses effectuées dans *BABAR* et seront donc utilisées dans l'analyse décrite dans cette thèse. Par ordre de rigueur croissante on distingue :

- la catégorie *ChargedTracks* est la plus globale de toute, elle regroupe l'ensemble des particules chargées reconstruites par les deux sous-détecteurs *SVT* et *DCH*. Aucun critère de sélection particulier n'est appliqué. La masse du pion chargé leur a été assignée par hypothèse. Par comparaison avec les catégories suivantes, cet ensemble regroupe les traces chargées issues de particules pouvant se désintégrer loin du point de collision comme celles de $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ ou $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Une autre catégorie *TaggingList* comprend les traces pour lesquelles l'hypothèse de masse est assignée suivant le résultat de leur identification *PID*,
- la catégorie *GoodTracksVeryLoose* regroupe l'ensemble des traces qui proviennent du point de collision. Pour cela ne sont conservées que les traces pour lesquelles $|d_0| < 1,5 \text{ cm}$ et $|z_0| < 2,5 \text{ cm}$. A l'exception des traces provenant des particules avec grand temps de vie, toutes les traces chargées provenant de la désintégration d'un méson *B* sont comprises dans cette catégorie.

14. Un groupe de travail dans *BABAR*, *Tracking Working Group*, étudie la définition optimale de ces catégories de traces, leur efficacité et les erreurs systématiques associées.

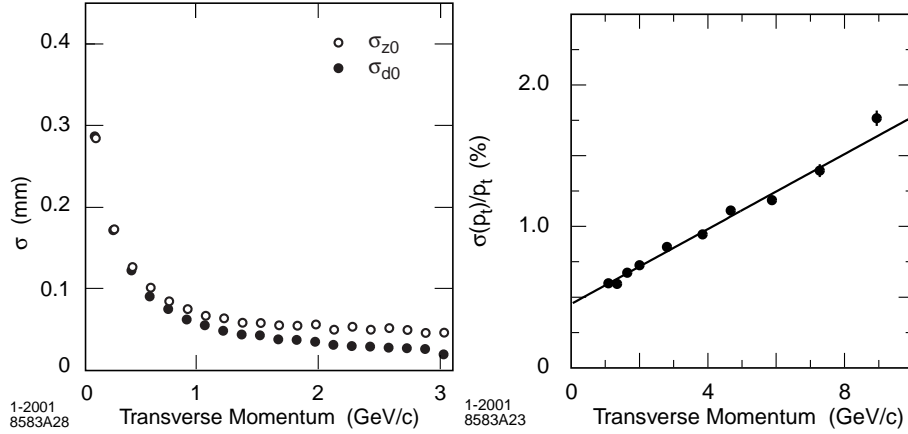


FIG. 2.25 – *Resolution en fonction de l'impulsion transverse p_T sur les paramètres d'impact d_0 et z_0 (gauche) mesurée avec des événements hadroniques, et sur p_T (droite), mesurée avec des muons cosmiques ayant traversé la DCH et le SVT.*

- la catégorie *GoodTracksLoose* est formée avec les traces issues de l'origine, satisfaisant les conditions de la catégorie *GoodTracksVeryLoose* et dont l'impulsion transverse est supérieure à 50 MeV/c et $|p| < 10$ GeV/c. Ce critère de sélection est en général demandé conjointement à une identification des particules puisque celle-ci repose en grande partie sur la chambre à fils,

Le *SVT* et *DCH* sont deux sous-détecteurs complémentaires mais peuvent fonctionner de manière indépendante et reconstruire les points de désintégration et traces seuls. Par exemple les pions chargés issus de la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ ont une impulsion faible qui ne leur permet pas d'atteindre la chambre à fil. Dans ce cas la trajectoire du pion forme des boucles (on parle de *looper*) et est uniquement reconstruite par le *SVT*. La combinaison des informations du *SVT* et de la *DCH* permet une reconstruction remarquablement précise de l'impulsion des particules chargées. Par exemple, avec la désintégration du méson J/ψ en une paire de muons $\mu^+ \mu^-$, la résolution obtenue sur la masse est de 11 à 13 MeV/c², soit une précision de 4 pour mille. De même nous verrons que dans le cas des désintégrations des mésons D^0 en $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$, la résolution sur la masse, en contraignant le vertex primaire, est de 4 à 5 MeV/c², soit une précision relative de 2 pour mille.

Cette résolution élevée est un critère capital dans la sélection des résonances avec une très grande pureté¹⁵.

2.3.2 L'identification des particules chargées avec la *DCH*

La chambre à fils joue un rôle important dans l'identification des particules chargées et complète le détecteur *Cerenkov* décrit à la section 2.2.4. Au passage d'une particule dans la chambre à fils, les cellules hexagonales mesurent la charge déposée pour chaque cellule. La connaissance de la charge déposée et de la longueur du parcours de la trace permet de calculer la valeur du dE/dx dans la cellule. La distribution de ces dépôts d'énergie dans chacune des cellules suit une loi de Landau. Une distribution de Landau présente de longues queues et n'est de ce fait pas intégrable. L'énergie totale spécifique perdue par trace est alors calculée en ne gardant que 80 % des cellules touchées, pour lesquelles les dépôts d'énergie ont été les plus faibles, on parle de *moyenne tronquée*. La distribution théorique de l'énergie déposée dE/dx d'une particule chargée d'impulsion p et d'énergie E peut être décrite par la loi de Bethe et Bloch :

15. La pureté est définie comme la proportion de signal dans un échantillon d'événement. Soit pour S événements de signal et B de bruits, la pureté est $S/(S+B)$.

$$\frac{dE}{dx} = a_1 \frac{a_2 - \left(\frac{p}{E}\right)^{a_5} - \ln(a_3 + (\beta\gamma)^{a_4})}{\left(\frac{p}{E}\right)^{a_5}}. \quad (2.3.3)$$

L'erreur sur cette valeur est donnée par :

$$\sigma(dE/dx) = 0,071 \left(\frac{N_{DCH}}{40} \right)^{b_1} \frac{1}{\cos(\pi - \theta)}, \quad (2.3.4)$$

où N_{DCH} est le nombre de points de mesure dans la chambre utilisés pour calculer le dE/dx de la trace et θ l'angle d'incidence de la particule dans la chambre.

Cette distribution diffère suivant la nature de la particule, ce qui permet ainsi l'identification des particules chargées¹⁶. La figure 2.26 montre la distribution de dE/dx mesurée par la chambre à fils en fonction de l'impulsion des particules. Les courbes théoriques attendues pour différentes particules chargées (électron, muon, pion, kaon, proton, deutéron et tritium) sont superposées. La résolution sur dE/dx mesurée avec des événements Bhabhas ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) est de 7,5 %. Elle est limitée par le nombre d'échantillons utilisés dans le calcul de la moyenne tronquée et par les fluctuations de Landau¹⁷.

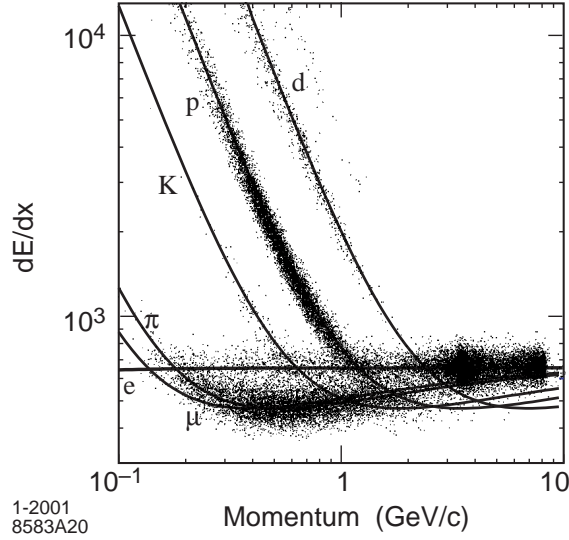


FIG. 2.26 – dE/dx mesuré par la chambre à fils et courbes théoriques pour des échantillons de différentes particules. Une discrimination nette entre kaons et pions devient impossible au-delà de 1 GeV/c.

2.3.3 L'identification des kaons chargés

Les particules chargées sont identifiées en combinant les informations données par les différents sous-détecteurs. Cette section présente en exemple l'algorithme d'identification de *BABAR* des kaons chargés qui utilise le détecteur en silicium, la chambre à fils et le *DIRC*. Cet algorithme est commun à toutes les analyses de *BABAR* et sera utilisé pour identifier les kaons dans les analyses présentées par la suite.

16. Cette méthode d'identification des particules chargées est employée également avec le *SVT*, mais le plus faible rayon de ce sous-détecteur limite ses performances.

17. Les fluctuations de Landau désignent les variations de l'énergie déposée par une particule au cours de sa traversée d'un détecteur. Elles résultent de variations aléatoires du nombre de collisions de la particule et de l'énergie perdue dans chaque collision.

Pour chaque sous-détecteur la réponse au passage d'une particule chargée est comparée à la réponse théorique attendue. Une fonction de vraisemblance (appelée *likelihood*) est calculée pour chaque sous-système. Le dE/dx du *SVT*, de la *DCH* ainsi que l'angle Čerenkov θ_c du *DIRC* sont supposés suivre une loi Gaussienne ayant pour valeur moyenne et écart type respectivement les valeurs théoriques et les erreurs données dans les sections précédentes. Les fonctions de vraisemblance sont alors :

$$\mathcal{L}_{SVT} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{dE/dx_{SVT}}^2}} \exp - \frac{((dE/dx)_{mesure} - (dE/dx)_{SVT})^2}{2\sigma_{dE/dx_{SVT}}^2}, \quad (2.3.5)$$

$$\mathcal{L}_{DCH} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{dE/dx_{DCH}}^2}} \exp - \frac{((dE/dx)_{mesure} - (dE/dx)_{DCH})^2}{2\sigma_{dE/dx_{DCH}}^2}. \quad (2.3.6)$$

La vraisemblance associée à la mesure du *DIRC* est composée de deux parties : une partie Gaussienne liée à l'angle θ_c et une partie Poissonnienne liée au nombre de photons utilisés pour la mesure. Pour chaque hypothèse de particule une Gaussienne g_i est calculée en utilisant l'angle mesuré, son erreur et la valeur théorique attendue :

$$g_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_c^2}} \exp - \frac{(\theta_{c_{mesure}} - \theta_{c_i})^2}{2\sigma_c^2}. \quad (2.3.7)$$

Si aucune mesure n'est effectuée l'angle θ_c vaut alors 0 et une valeur de 5 mrad est assignée à l'erreur sur θ_c . La seconde partie de la fonction de vraisemblance est liée au nombre de photons utilisés dans la mesure et utilise une loi de Poisson. La probabilité p_i d'observer un nombre de photons N_s avec un bruit de fond N_f pour une hypothèse i conduisant à un nombre attendu de $N_{attendu_i}$ est :

$$p_i = C_i \frac{(N_{attendu_i} + N_f)^{N_s + N_f} \exp - (N_{attendu_i} + N_f)}{N_s + N_f}, \quad (2.3.8)$$

avec C_i un coefficient de normalisation.

Finalement la fonction de vraisemblance associée au *DIRC* est :

$$L_i = \frac{g_i p_i}{\sum_{k=1}^5 g_k p_k}. \quad (2.3.9)$$

La vraisemblance totale pour l'identification des kaons est le produit des vraisemblances de chaque sous-détecteur calculées individuellement. Suivant les situations et pour certaines conditions, certains sous-détecteurs peuvent être omis de la fonction de vraisemblance totale. La table 2.5 donne les conditions requises pour qu'un sous-détecteur soit utilisé pour identifier un kaon chargé.

TAB. 2.5 – Conditions d'utilisation d'un sous-détecteur dans l'identification

Détecteur	Région d'impulsion	Conditions
<i>SVT</i>	$0,025 < p < 0,700 \text{ GeV}/c$	Plus de 3 points de mesure
<i>DCH</i>	$0,090 < p < 0,700 \text{ GeV}/c$	Plus de 10 points de mesure
<i>DIRC</i>	$0,600 < p < 10 \text{ GeV}/c$	Le nombre de photons attendus pour un électron doit être non nul

Afin de discriminer les kaons des pions (très abondants dans *BABAR*) ainsi que des protons, des rapports de fonctions de vraisemblance sont construits :

$$R_{K/\pi} = \frac{L_K}{L_K + L_\pi} \quad R_{K/p} = \frac{L_K}{L_K + L_p}. \quad (2.3.10)$$

L'algorithme de sélection des kaons chargés dans *BABAR* permet à partir de sélections sur $R_{K/\pi}$ et $R_{K/p}$ d'obtenir plusieurs niveaux d'identification suivant la pureté du lot final et l'efficacité souhaitées. Un veto sur les muons et les électrons est aussi appliqué. Cinq niveaux existent, correspondant à une pureté en kaons de plus en plus grande pour une efficacité de plus en plus petite: *KLHNotPion*, *KLHVeryLoose*, *KLHLoose*, *KLHTight* et *KLHVeryTight*. A titre d'exemple la figure 2.27 montre l'identification des kaons chargés dans les deux sélections extrêmes *KLHNotPion* et *KLHVeryTight*, et la figure 2.28 montre la mauvaise identification des pions en kaons pour ces deux critères. Les performances sont données pour trois régions angulaires du *DIRC*, avant (*FWD*), centre (*CTR*) et arrière (*BWD*). En effet, suivant l'angle d'incidence de la particule, la longueur de quartz traversée, et donc le nombre de photons émis, est différente. En outre les photons émis vers l'arrière subissent d'abord une réflexion sur le miroir arrière avant d'être détectés. Les performances du *DIRC* seront donc différentes suivant l'angle d'incidence de la particule chargée. On remarque que pour le critère sévère *KLHVeryTight* l'efficacité est d'environ 80 % contre 95 % pour le critère moins sévère *KLHNotPion*. La contamination des pions identifiés à tort comme des kaons est inférieure à 20 % pour le critère *KLHNotPion* tandis que pour le critère plus sévère *KLHVeryTight* elle ne dépasse pas 5 %. Autour de 700 MeV/c est visible la transition de l'identification par le dE/dx de la *DCH* à l'identification par la lumière Čerenkov du *DIRC*. Ces performances sont présentées pour les deux charges $\pi^+ - \pi^-$ et $K^+ - K^-$, on constate que la symétrie de charge dans l'identification des particules chargées est excellente. Cette symétrie a permis de mesurer précisément la violation directe de *CP* dans le canal $B^0 \rightarrow K^- \pi^+$ [117], elle est également essentielle dans la mesure de l'angle *CKM* γ avec la méthode *ADS* [118].

Efficacité et mauvaise identification sont calculées sur les données prises par *BABAR* en utilisant des lots de particules identifiées par leur cinématique sans utiliser les quantités employées par les sélections, comme les désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ avec $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $K_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$. On remarque que les performances d'identification diminuent lorsque l'impulsion de la particule chargée augmente. En effet pour des impulsions supérieures à 3 GeV/c, les valeurs de dE/dx et de l'angle Čerenkov tendent vers une valeur commune quelque soit le type de la particule.

Les différents critères d'identification des particules chargées (appelés *PID*, *Particle Identification*) dans *BABAR* sont élaborés par un groupe de travail spécifique. Les corrections d'efficacité et les incertitudes systématiques associées sont alors communes à toute la collaboration. Ces critères d'identification ainsi que les corrections d'efficacité sont calculées dans l'acceptance du *DIRC* et ne sont donc pas valables en dehors. Dans l'analyse présentée dans cette thèse, toutes les particules chargées auxquelles sera appliquée un critère de *PID* devront donc satisfaire la condition suivante :

$$25,78^\circ < \theta(\pi^\pm) < 146,10^\circ, \quad (2.3.11)$$

où θ est l'angle d'incidence de la particule chargée, défini à la section 2.2.

2.3.4 La reconstruction et la sélection des photons

Un photon forme une gerbe électromagnétique qui peut s'étendre sur plusieurs cristaux dans le calorimètre. Un ensemble de cristaux adjacents recevant de l'énergie est appelé *amas localisé d'énergie*. Les amas sont reconstruits à partir d'un cristal racine ayant une énergie supérieure à 10 MeV. Ensuite tous les cristaux voisins avec une énergie supérieure à 1 MeV sont rattachés aux cristaux racine. Si cet amas d'énergie n'est associé à aucune trace en regard de leur point d'impact dans le calorimètre, une particule neutre lui est associée dont l'énergie est égale à la somme de l'énergie des cristaux de l'amas.

Dans certains cas un amas peut être causé par plusieurs particules différentes comme deux photons issus d'un π^0 d'énergie supérieure à 1 GeV et qui touchent le calorimètre en des points proches (les cristaux ont une surface de $4,7 \times 4,7$ cm²). Il faut alors séparer les énergies des deux photons dans l'énergie de l'amas. On définit des points d'énergie maximale correspondant aux cristaux avec une énergie supérieure à celle de tous les cristaux voisins. Les points maximaux sont associés à une particule neutre dont l'énergie est la somme des énergies E_i déposées dans les cristaux de l'amas, pondérées par des poids ω_i décroissants avec la distance du cristal au point

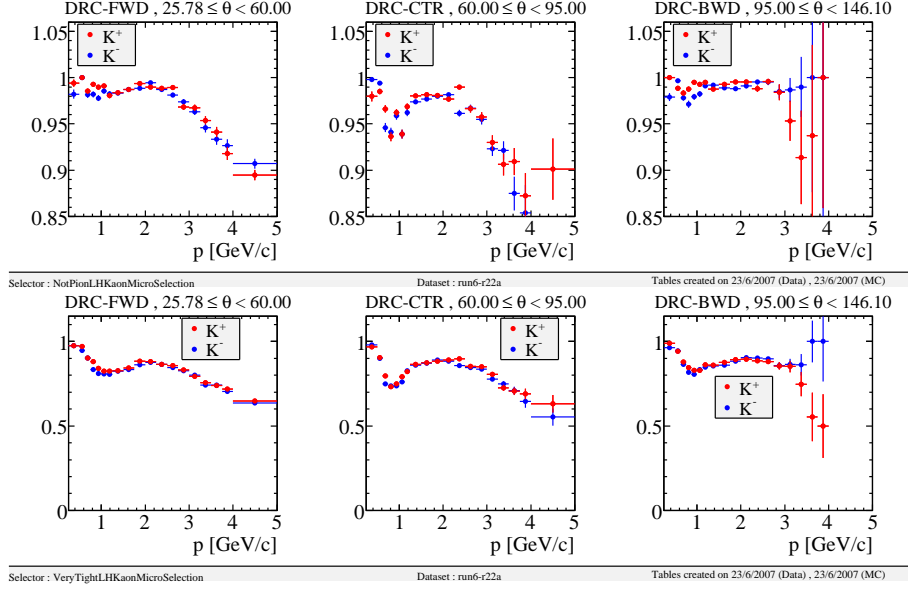


FIG. 2.27 – Efficacité d'identification des kaons chargés en fonction de l'impulsion pour le critère *KLHNotPion* (haut) et *KLHVeryTight* (bas) dans différentes régions angulaires du DIRC. Les performances sont données pour trois régions angulaires du DIRC, avant (FWD), centre (CTR) et arrière (BWD). En effet, suivant l'angle d'incidence de la particule, la longueur de quartz traversée, et donc le nombre de photons émis, est différente. En outre les photons émis vers l'arrière subissent d'abord une réflexion sur le miroir arrière avant d'être détectés. Les performances du DIRC seront donc différentes suivant l'angle d'incidence de la particule chargée.

maximal :

$$E_{particule} = \sum \omega_i E_i, \quad (2.3.12)$$

avec

$$\omega_i = E_i \frac{e^{-2,5r_i/r_M}}{\sum_j E_j e^{-2,5r_j/r_M}}. \quad (2.3.13)$$

La quantité r_M est le rayon de Molière du calorimètre qui dans ce cas vaut 3,8 cm, ce qui est comparable à la taille des cristaux. La quantité r_i est la distance entre le centre du cristal i et le point maximum.

Pour distinguer les amas dus aux hadrons neutres comme les K_L^0 des amas dus aux photons, une variable *LAT* [119] dite moment latéral, comprise entre 0 et 1, est associée à chaque candidat photon et est calculée de la manière suivante : les énergies des cristaux composant l'amas sont rangées par ordre décroissant, $E_1 > E_2 > \dots > E_n$ et les centres des cristaux sont repérés par les variables polaires (r_i, ϕ_i) par rapport au centre de gravité de l'amas :

$$LAT = \frac{\sum_{i=3}^n E_i r_i^2}{E_1 R_0^2 + E_2 R_0^2 + \sum_{i=3}^n E_i r_i^2}, \quad (2.3.14)$$

où R_0 représente la distance moyenne entre deux cristaux. Si la particule incidente est un photon, la gerbe électromagnétique sera contenue dans peu de cristaux alors que dans le cas d'un hadron, la gerbe sera plus étendue et touchera un plus grand nombre de cristaux. Dans ce dernier cas la valeur du *LAT* sera plus grande que dans le cas d'un photon. Finalement les photons sont

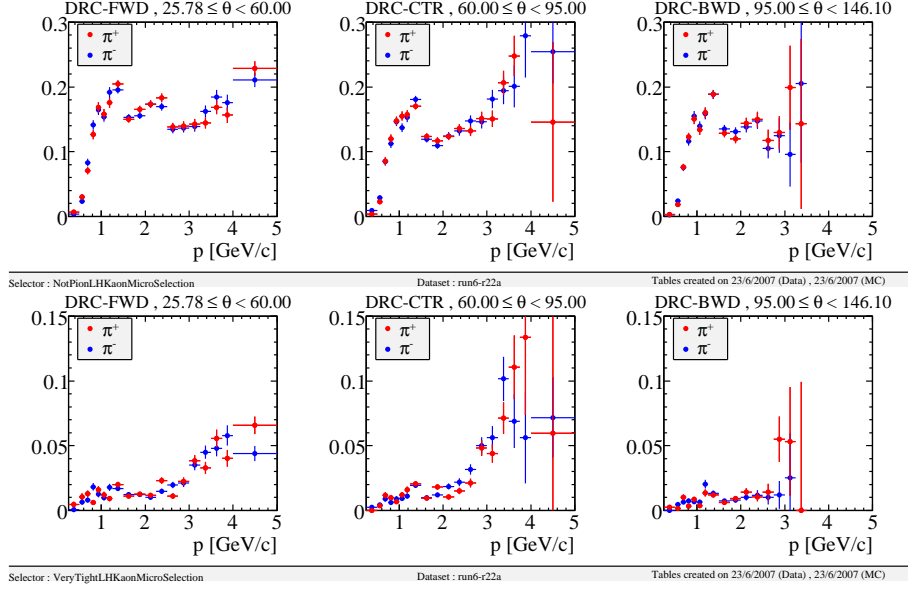


FIG. 2.28 – Proportion de pions identifiés comme kaons en fonction de l'impulsion dans différentes régions angulaires du DIRC pour le critère *KLHNotPion* (haut) et *KLHVeryTight* (bas).

définis comme les points maximum dans les amas du calorimètre dont la valeur du moment latéral (*LAT*) est inférieure à 0,8.

Une petite partie des photons n'atteint pas le calorimètre et se convertit avant dans la matière du détecteur. Environ 5 % des photons faisant un angle de 90° avec l'axe z se convertissent avant le calorimètre.

Les photons détectés sont classés automatiquement dans différentes catégories communes à toutes les analyses dans *BABAR*, elles diffèrent suivant des sélections sur :

- l'énergie E_{brut} mesurée dans le calorimètre magnétique après que la calibration ait été appliquée mais sans correction de fuite d'énergie du photon¹⁸
- l'énergie E_{corr} mesurée dans le calorimètre magnétique après calibration et correction des fuites d'énergie,
- le moment latéral *LAT* (voir partie 2.3.4).

Les deux principales catégories de photons sont décrites dans le tableau 2.6. La sélection sur l'énergie brute requise par la catégorie *GoodPhotonLoose* est moins sévère que pour *GoodPhotonDefault*. Les photons et les mésons π^0 de basse énergie issus par exemple de la désintégration du D^{*0} seront reconstruits à partir de la liste *GoodPhotonLoose*.

TAB. 2.6 – Sélections appliquées aux photons lors de la prise de données.

Sélections	Catégories	
	<i>GoodPhotonLoose</i>	<i>GoodPhotonDefault</i>
E_{brut}	$> 30 \text{ MeV}$	$> 100 \text{ MeV}$
<i>LAT</i>	$< 0,8$	$< 0,8$

Des coupures additionnelles sont ensuite appliquées pour chaque analyse de *BABAR* suivant les canaux reconstruits: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma/\pi^0$, L'objectif est d'obtenir des listes

18. Lorsqu'un photon dépose son énergie dans un cristal de l'*EMC*, une faible portion de cette énergie est transmise aux cristaux adjacents. L'énergie mesurée doit alors être corrigée, on parle de *fuite d'énergie*.

plus spécifiques avec une pureté en signal plus élevée. Nous reviendrons sur les performances de reconstruction et étudierons particulièrement la résolution de masse des mésons π^0 et η et la comparaison données-simulation des efficacités de détection.

2.4 Acquisition et traitement des données

2.4.1 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement (*trigger*) sert à sélectionner les événements intéressants pour les analyses, de physique ou de calibration, avec une très bonne efficacité (supérieure à 99 % pour les événements $B\bar{B}$ et de l'ordre de 90 % pour les événements $\tau^+\tau^-$ et $\mu^+\mu^-$) tout en rejetant un maximum de bruit de fond.

Deux niveaux de déclenchement sont utilisés :

- Le premier niveau (appelé *L1*) utilise directement la réponse des détecteurs. Il cherche la présence de particules en reconstruisant des segments de trace dans la chambre à fils et des amas dans le calorimètre avec un important dépôt d'énergie. L'*IFR* peut aussi déclencher le niveau *L1* à partir de muons ou de rayons cosmiques servant à la calibration du détecteur. Le taux maximal de comptage en sortie du niveau *L1* est 2500 Hz. Un taux de comptage supérieur entraîne un temps mort dans l'acquisition.
- Le second niveau (appelé *L3* pour des raisons historiques et non pas *L2*) est un programme de reconstruction rapide de particules à partir des événements acceptés par le niveau *L1*. Il affine la reconstruction des traces des particules chargées et utilise des algorithmes de filtrage pour rejeter les événements Bhabha et le bruit de *PEP – II*. Le niveau *L3* a accès pour cela à l'ensemble des données de l'événement et à l'information du niveau *L1*. Le taux de comptage en sortie de *L3* est d'environ 200 Hz.

2.4.2 Le système d'acquisition

Le système d'acquisition de données sert à transférer l'ensemble des informations depuis les différents sous-détecteurs vers les ordinateurs qui effectuent le traitement en ligne des événements. Les informations sont envoyées par fibre optique depuis l'électronique de *front-end* vers les modules de lecture *ROM* (*Read Out Modules*) qui traitent sommairement les données.

Le système d'acquisition enregistre également les conditions de prise de données comme les tensions appliquées aux différents éléments du détecteur, la pureté du gaz, les conditions de fonctionnement du collisionneur ... Ces informations permettent de relier chaque événement aux conditions de prise de données correspondantes afin de s'assurer de leur qualité et de permettre les calibrations.

Le système supporte un taux d'acquisition de niveau *L1* d'environ 5 kHz. Dans les conditions normales de fonctionnement du collisionneur, le taux *L1* est de l'ordre de 2 kHz, ce qui est largement en-dessous des capacités maximales du système d'acquisition.

2.4.3 La segmentation des données

Les données sont segmentées en *runs* couvrant une période de 55 minutes de prise de données. On parle également de *Runs* pour définir des périodes beaucoup plus longues entre deux arrêts majeurs du collisionneur et du détecteur, destinés en général à des tâches de maintenance ou d'amélioration. La période de chacune des six prises de données (*Run*) avec la luminosité intégrée est montrée à la table 2.7. Le Run 7 aurait dû s'arrêter en septembre 2008 mais fut finalement modifié pour des raisons de budget. Le Run 7 fut ainsi dédié à l'étude des résonances¹⁹ $\Upsilon(3S)$ puis $\Upsilon(3S)$ jusqu'au 7 avril 2008. La haute luminosité délivrée par *PEP – II* a permis en 3 mois de

19. L'énergie dans le centre de masse de la collision a donc été déplacée vers les valeurs $masse(\Upsilon(2S)) = 10.02326 \pm 0.00031 \text{ GeV}$ et $masse(\Upsilon(3S)) = 10.3552 \pm 0.0005 \text{ GeV}$ [28].

récolter dix fois plus de données sur ces résonances que les expériences précédentes²⁰. La dernière étude avant l'arrêt définitif de *BABAR* fut un balayage en énergie au-dessus de la résonance $\Upsilon(4S)$. Les données prises à ces différentes résonances permettront d'étudier la spectroscopie des états $b\bar{b}$ (*bottonium*) et de contraindre des modèles de super-symétrie à travers la recherche de Higgs léger.

Les données utilisées dans ma thèse comprennent la quasi totalité de l'ensemble des données récoltées par l'expérience *BABAR* (runs 1 à 6) entre 1999 et 2007. La figure 2.4 à la page 60 montre la luminosité intégrée tout au long de ces runs, soit environ 454 millions de paire $B\bar{B}$ pour les runs 1 à 6. L'expérience *BABAR* s'est officiellement arrêtée le lundi 7 avril 2008 à 8h30 (heure locale).

TAB. 2.7 – Période de chacune des six prises de données (Runs) de l'expérience *BABAR* avec la luminosité intégrée pour les données *OnPeak* et *OffPeak*. Pour les données *OnPeak* le nombre de paires $B\bar{B}$ correspondantes est donné entre parenthèses.

Numéro du Run	Période		Données OnPeak /fb (nb($B\bar{B}$))	Données OffPeak /fb
	Début	Fin		
Run 1	Fév. 2000	Oct. 2000	20,4 (22,4 \pm 0,2)	2,6
Run 2	Fév. 2001	Juin 2002	61,1 (67,4 \pm 0,7)	6,9
Run 3	Déc. 2002	Juin 2003	32,3 (35,6 \pm 0,4)	2,5
Run 4	Sept. 2003	Juil. 2004	100,3 (110,4 \pm 1,2)	10,1
Run 5	Mai 2005	Août 2006	133,3 (147,2 \pm 1,6)	14,5
Run 6	Jan. 2007	Août 2007	66,1 (71,6 \pm 0,8)	4,6
Total Runs 1 à 6	Fév. 2000	Août 2007	413,5 (454,6 \pm 1,7)	41,2
Run 7 (non $\Upsilon(4S)$)	Déc. 2007	Avril 2008	44,30	

20. Les expériences *CLEO* et *Belle* n'avaient enregistrées à la résonance $\Upsilon(3S)$ que respectivement 1,2 fb⁻¹ et 2,9 fb⁻¹ contre 30 fb⁻¹ pour *BABAR*.

Chapitre 3

Reconstruction et sélection des événements $B\bar{B}$

Sommaire

3.1	Les événements étudiés : données et simulations	89
3.1.1	La reconstruction des mésons B dans les canaux $D^{(*)0}h^0$	89
3.1.2	Principaux bruits de fond des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$	90
3.1.3	Les données récoltées par <i>BABAR</i>	92
3.1.4	Les simulations Monte Carlo (<i>MC</i>)	92
3.1.5	Filtrage préliminaire des données (<i>skimming</i>)	95
3.2	La sélection des particules intermédiaires	97
3.2.1	Sélection des mésons $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	97
3.2.2	Sélection des mésons $\eta \rightarrow \gamma\gamma$	103
3.2.3	Sélection des mésons $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	107
3.2.4	Sélection des mésons $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	110
3.2.5	Sélection des mésons $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	113
3.2.6	Sélection des mésons $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	115
3.2.7	Sélection des mésons $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$	117
3.2.8	Sélection des mésons $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	119
3.2.9	Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	121
3.2.10	Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	124
3.2.11	Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	128
3.2.12	Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$	130
3.2.13	Sélection des mésons $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$	133
3.2.14	Sélection des mésons $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$	135
3.3	La sélection des événements $B\bar{B}$	137
3.3.1	Les variables cinématiques m_{ES} et ΔE	137
3.3.2	Les variables topologiques	139
3.4	La sélection des événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$	144
3.4.1	Distributions angulaires de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$	144
3.4.2	Distributions angulaires de la désintégration des D^{*0}	145
3.4.3	Véto des modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$	146
3.4.4	Choix du meilleur candidat B	146
3.5	La correction des simulations Monte-Carlo	158
3.5.1	Les corrections d'efficacité standards dans <i>BABAR</i>	158
3.5.2	Etude de la résolution de reconstruction dans $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$	163
3.5.3	Les échantillons de contrôle $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, $D^{(*)0}\rho^-$	164
3.6	Nombre d'événements de signal et performance attendus	170
3.7	Comparaison avec les résultats précédents de <i>BABAR</i>	176

3.1 Les événements étudiés : données et simulations

Ce chapitre présente d’abord succinctement le principe de reconstruction des particules dans *BABAR*. Nous donnons ensuite, pour la reconstruction des désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$, le détail des modes dans lesquels sont reconstruites les particules issues de la désintégration du méson B et de ses filles. Enfin nous décrirons les deux types d’événements utilisés dans cette analyse : les données récoltées par *BABAR* et la simulation Monte Carlo de ces données.

3.1.1 La reconstruction des mésons B dans les canaux $D^{(*)0}h^0$

Un événement est composé de particules stables à l’échelle du détecteur (*i.e.* reconstruites et identifiées par le détecteur $\pi^\pm, K^\pm, \gamma, e^\pm, \mu^\pm, \dots$) et de particules instables ($\pi^0, \rho, B, D, \omega, \dots$).

Le principe de la reconstruction des particules peut se décrire comme le tracé d’un arbre généalogique, où l’on partirait des particules-filles stables pour remonter aux particules-mères instables. Pour le logiciel de reconstruction de *BABAR*, une particule candidate, mère ou fille, est représentée par une liste de toutes les informations nécessaires à l’analyse (énergie, masse, charge, ...). Une fois les particules de base identifiées ($\pi^\pm, K^\pm, \gamma, e^\pm, \mu^\pm, \dots$), les particules-mères sont reconstruites à partir des particules-filles, la particule-mère sera alors un candidat dont le quadri-vecteur est la somme de chacun des quadri-vecteurs de ses particules-filles. Ce quadri-vecteur est ensuite réajusté après une contrainte sur la masse des filles. Pour cela il suffit de spécifier le canal de désintégration étudié et la liste des particules de base. Les algorithmes de reconstruction se chargent :

- de gérer la combinatoire lors de l’association des particules-filles en s’assurant de ne pas prendre deux fois la même si il y a plusieurs particules de même type (par exemple $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$),
- de reconstruire la conjuguée de charge de la désintégration étudiée (par exemple $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ et $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$),
- d’effectuer des contraintes sur la masse et le vertex des particules-filles et mères, puis de recalculer le quadri-vecteur des particules composites (D, ω, B, \dots) afin d’améliorer la résolution sur leur masse et leur impulsion. Si la largeur naturelle de la distribution de masse d’une particule est plus petite que la résolution du détecteur, sa masse est alors contrainte à la masse nominale, c’est le cas par exemple des mésons D .

Les mésons neutres B sont reconstruits dans les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$, $h^0 = \pi^0, \eta, \omega, \eta'$. Le tableau 3.1 donne les canaux et les rapports d’embranchement correspondants, dans lesquels sont reconstruits les mésons issus de la désintégration du B et de ses filles. En considérant chaque sous-mode, le nombre total de canaux à reconstruire est 72. Dans le cas des désintégrations des mésons D^0 , le rapport d’embranchement \mathcal{BF} des modes $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-, K^-\pi^+\pi^0$ et $K_s\pi^+\pi^-$ est normalisé à celui de $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Les incertitudes de ces trois modes données dans la table 3.1 sont donc corrélées à l’incertitude sur le \mathcal{BF} de $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. La valeur finale du \mathcal{BF} des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ sera mesurée à partir de la combinaison des différents modes de D^0 , la combinaison des erreurs sur les \mathcal{BF} des D^0 nécessite alors de prendre en compte ces corrélations afin de ne pas surestimer l’incertitude systématique. Une étude de la décorrélation de ces incertitudes pour la combinaison des modes de D^0 sera développée à la section 5.

L’objectif de cette analyse est une mesure précise du rapport d’embranchement des 72 modes et de la combinaison des modes de $D^{(*)0}$ entre ces modes. Les modes de désintégration reconstruits ont donc été choisis en considérant à la fois la valeur du rapport d’embranchement, l’efficacité de reconstruction et la proportion de bruit. Une collision e^+e^- donne naissance généralement à une dizaine de traces et de photons par événement (voir figure 3.1). Le bruit, en particulier combinatoire, est suffisamment faible pour chercher à reconstruire des modes rares ou à faible efficacité.

Les mésons D^0 , à l’exception du mode $D^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$, sont reconstruits uniquement dans des modes de désintégration contenant des mésons K chargés. Les canaux choisis sont ceux qui allient

TAB. 3.1 – Canaux de désintégration reconstruits avec la moyenne mondiale de leur rapport d’embranchement (\mathcal{BF}) [28] .

Canal	\mathcal{BF} (%)
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$	$2,61 \pm 0,24$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta$	$2,02 \pm 0,35$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$	$2,59 \pm 0,30$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta'$	$1,25 \pm 0,23$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^0$	$1,7 \pm 0,4$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta$	$1,8 \pm 0,6$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega$	$1,23 \pm 0,35$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta'$	$2,7 \pm 0,8$
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	$61,9 \pm 2,9$
$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$	$38,1 \pm 2,9$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$3,82 \pm 0,07$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$13,5 \pm 0,6$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$7,70 \pm 0,25$
$D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$	$2,88 \pm 0,19$
$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$89,2 \pm 0,7$
$\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$	$29,4 \pm 0,9$
$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$	$44,5 \pm 1,4$
$\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$98,91 \pm 0,16$
$\eta \rightarrow \gamma \gamma$	$39,39 \pm 0,24$
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$22,68 \pm 0,35$
$K_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$69,20 \pm 0,05$
$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$	$98,798 \pm 0,032$

à la fois un rapport de branchement significatif (27,9 % en combinant les quatre modes) et une efficacité de reconstruction élevée.

3.1.2 Principaux bruits de fond des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$

Les bruits de fond dans la reconstruction des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ sont de type *combinatoire* ou *piquant*. Un bruit est dit piquant lorsqu’il conduit à une accumulation d’événements à la masse du méson B . Un bruit piquant ne peut alors pas être distingué des vrais événements de signal à partir de la distribution de masse des candidats B , il doit soit être estimé à l’aide des simulations soit être discriminé à l’aide d’une autre variable (par exemple l’énergie du candidat B).

La majorité du bruit de fond, quelque soit le mode étudié, provient des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, particulièrement $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$. Cela est dû au fait que ces événements créent de vrais mésons D^{*0} , D^0 , π^0 , ω , ... dont l’impulsion est suffisamment élevée pour feindre les mésons issus de la désintégration à deux corps $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$. Dans l’analyse précédente menée par *BABAR* les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ comptaient ainsi pour presque 70 % du bruit de fond.

Dans le cas de l’analyse des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \pi^0$, un bruit important provient de la désintégration autorisée de couleur $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$. En effet le méson pseudo-vecteur ρ^- se désintègre en $\pi^- \pi^0$, les pions étant des mésons pseudo-scalaires la désintégration $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ est polarisée. Le pion chargé peut ainsi avoir une impulsion suffisamment faible pour ne pas être détecté, la désintégration $B^- \rightarrow D^0 \rho^- \rightarrow D^0 \pi^0 (\pi^-)$ aura alors la même signature que le canal étudié $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$. Ces événements piqueront à la masse du B et auront une énergie reconstruite plus faible que celle d’un vrai événement $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$, avec un décalage de la valeur de la masse d’un pion. En outre le rapport d’embranchement de $B^- \rightarrow D^0 \rho^-$ est presque 100 fois plus grand que celui du $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$, mais est connu avec une assez mauvaise précision (voir la table 3.2).

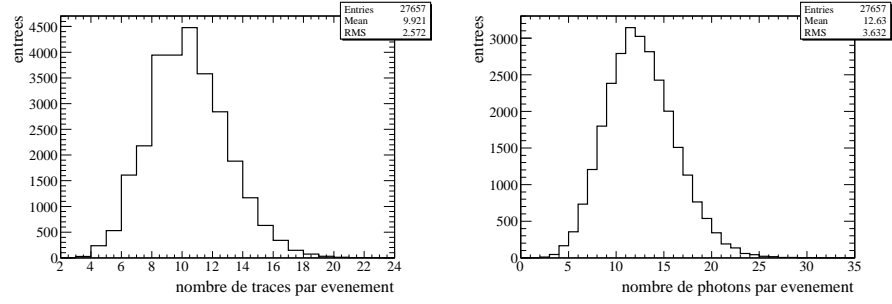


FIG. 3.1 – Nombre de traces (figure de gauche) et de photons (figure de droite) par événement dans les données prises à la résonance $\Upsilon(4S)$ (données OnPeak).

TAB. 3.2 – Moyenne mondiale du rapport d'embranchement (\mathcal{BF}) des bruits de fond $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ et comparaison avec les rapports d'embranchement des modes étudiés $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ [28].

Mode	\mathcal{BF} (%)	$\Delta\mathcal{BF}/\mathcal{BF}$ (%)
$B^- \rightarrow D^0\rho^-$	$1,34 \pm 0,18$	13,4
$B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$	$0,98 \pm 0,17$	17,3
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$	$(2,61 \pm 0,24) \times 10^{-2}$	9,2
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$	$(1,70 \pm 0,40) \times 10^{-2}$	23,5

Enfin un bruit non négligeable vient des autres modes de signal, on parle de *diaphonie*¹ (*crossfeed*). En effet le méson D^{*0} issu du canal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0$ est reconstruit en $D^0\pi^0$ ou $D^0\gamma$: si le π^0 ou le photon ne sont pas reconstruits, le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0 \rightarrow D^0(\pi^0/\gamma)h^0$ aura alors la même signature que le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$. De même un événement $\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$ peut feindre un événement $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0$ par l'association aléatoire d'un photon ou d'un π^0 avec le D^0 . Lors de la reconstruction du D^{*0} , le mode $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0(\rightarrow \gamma\gamma)$ peut ressembler au mode $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ si un photon du π^0 est manqué. Le phénomène inverse est possible, un événement $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ feignant un $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ par association d'un photon supplémentaire, mais les contraintes sur l'espace de phase lors de la reconstruction du $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ sont suffisamment fortes pour que le bruit issu du $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ soit faible.

Le tableau 3.3 résume la contribution des différents modes de signal au bruit de fond de diaphonie (voir l'annexe A).

TAB. 3.3 – Contribution au bruit de fond de diaphonie des modes de signal.

Mode signal	Mode bruyant
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)h^0$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$ $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)h^0$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)h^0$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$ $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)h^0$

1. En traitement du signal on nomme diaphonie l'interférence d'un premier signal avec un second. Cet effet se rencontrait autrefois durant les appels téléphoniques lorsqu'une conversation en parasitait une autre.

3.1.3 Les données récoltées par *BABAR*

Les données analysées sont celles enregistrées par l'expérience *BABAR* entre octobre 1999 et août 2007, soit les Runs 1 à 6. Connaître précisément le nombre de paires $B\bar{B}$ enregistrées durant cette période est indispensable pour la mesure des rapports d'embranchement. Ce nombre est obtenu en comparant le taux d'événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les données OnPeak et OffPeak [120], sachant que les données Offpeak ne reçoivent aucune contribution du processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$.

On note N_H^{on} le nombre d'événements hadroniques sélectionnés dans les données OnPeak (*i.e.* les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, avec $q = u, d, s, c, b$.) et $N_{\mu\mu}^{on}$ le nombre d'événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ sélectionnés dans les données OnPeak. De même pour les données OffPeak on note N_H^{off} et $N_{\mu\mu}^{off}$ les nombres d'événements respectivement hadroniques (paires $q\bar{q}$, $q \neq b$) et $\mu^+\mu^-$ sélectionnés. Le nombre de paires de mésons $B\bar{B}$ dans les données OnPeak est alors donné par :

$$N_{B\bar{B}} = N_H^{on} - N_{\mu\mu}^{on} \cdot \frac{N_H^{off}}{N_{\mu\mu}^{off}}. \quad (3.1.1)$$

L'efficacité de détection des muons par l'*IFR* est très élevée. En outre le processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ est bien connu et a une section efficace importante (1,16 nb). Cette méthode de comptage n'est ainsi limitée ni par l'efficacité de reconstruction ni par la statistique. L'incertitude sur le nombre de paires de mésons $B\bar{B}$ avec cette méthode est 1,1 % [120]. Le nombre de paires $B\bar{B}$ ainsi que la luminosité des données OffPeak et OnPeak enregistrées pour chacun des six runs sont donnés dans le tableau 3.4.

TAB. 3.4 – Luminosité enregistrée et nombre de paires $B\bar{B}$ correspondant dans les données récoltées par *BABAR* entre octobre 1999 et août 2007. L'erreur donnée inclut l'erreur systématique et statistique.

Période	Nombre de paires $B\bar{B}$ ($\times 10^6$)	Luminosité OnPeak (OffPeak) (fb^{-1})
Run 1	$22,4 \pm 0,3$	20,4 (2,6)
Run 2	$67,4 \pm 0,7$	61,1 (6,9)
Run 3	$35,6 \pm 0,4$	32,3 (2,5)
Run 4	$110,5 \pm 1,2$	100,3 (10,1)
Run 5	$146,8 \pm 1,6$	132,9 (14,5)
Run 6	$71,4 \pm 0,8$	66,1 (4,6)
Total	454 ± 5	413 (41)

3.1.4 Les simulations Monte Carlo (*MC*)

Afin d'estimer l'efficacité de reconstruction des modes étudiés ainsi que pour vérifier les algorithmes d'analyse, on utilise une simulation *Monte Carlo*. A chaque lot de données correspond un lot d'événements simulés par méthode Monte Carlo. Ces événements sont simulés suivant trois étapes :

- La première étape est la simulation des processus physiques présents dans la chaîne de désintégration, depuis la collision e^+e^- jusqu'aux particules finales avec leur quadri-vecteur. Cette simulation inclut les modèles de désintégration multi-corps (plan de Dalitz), les distributions angulaires, les effets de mélange et de violation de *CP*. Le logiciel utilisé dans *BABAR* est **EvtGen** pour la désintégration des mésons *B* et le programme **JETSET** [121] pour la fragmentation des quarks. Les paramètres utilisés pour la simulation des désintégrations (rapports d'embranchement, amplitudes d'hélicité, paramètres de masse, ...) sont fixés aux valeurs mesurées expérimentalement.
- La deuxième étape est la simulation de la propagation des particules dans le détecteur et leur interaction avec celui-ci. Le détecteur est simulé avec le logiciel standard **GEANT4** [122] qui permet à la fois de modéliser les interactions des particules avec le détecteur et sa réponse.

- La dernière étape est la simulation de la réponse du détecteur au passage des particules avec le logiciel **GEANT4**. Elle consiste également à simuler la réponse de l'électronique de lecture de chaque sous-détecteur. Comme les conditions de fonctionnement du détecteur changent au cours du temps et peuvent affecter l'efficacité de reconstruction, il existe différentes simulations qui prennent en compte ces changements.

Enfin pour obtenir une simulation la plus réaliste possible, des événements de bruit de fond de l'accélérateur sont ajoutés aux événements simulés et pris en compte dans la simulation de la réponse du détecteur. Ce bruit, dépendant de la période de prise de données simulée, a principalement pour effet d'augmenter le nombre de photons de basse énergie par événement.

Ces événements simulés sont ensuite reconstruits à l'aide des mêmes programmes que ceux utilisés pour traiter les données récoltées par *BABAR*.

Cependant la description du détecteur n'est pas parfaite et les efficacités calculées avec la simulation doivent souvent être corrigées. La figure 3.2 donne en exemple la comparaison entre données et simulations de différentes quantités. On remarque que si l'accord est bon, des corrections notables restent à faire. Par exemple pour la reconstruction des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, la figure 3.3 montre l'efficacité en fonction de l'angle d'incidence θ des photons pour les données et la simulation et le rapport des efficacités données/*MC* [123]. L'efficacité de reconstruction est souvent surestimée dans les simulations, cela sera pris en compte en pondérant chaque événement simulé par un facteur de correction. Les différentes corrections des simulations *MC* et leur calcul feront l'objet d'un paragraphe détaillé.

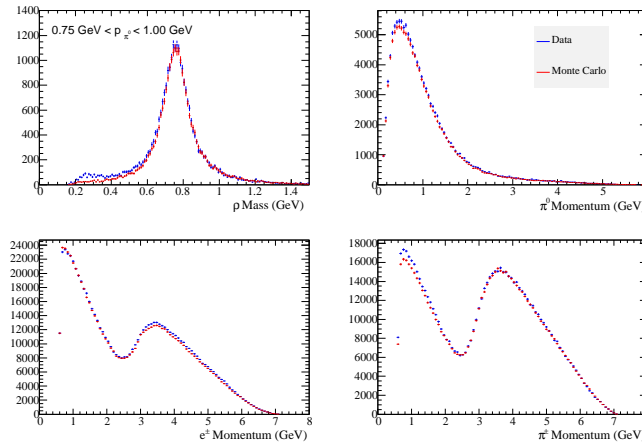


FIG. 3.2 – Comparaison entre les données (bleu) et la simulation (rouge) de différentes quantités : la masse reconstruite du méson ρ (figure en haut à gauche), l'impulsion du π^0 (figure en haut à droite), l'impulsion des électrons et positons (figure en bas à gauche) et l'impulsion des pions chargés (figure en bas à droite).

Deux types de simulation sont produites : des *MC* dits *génériques* où toutes les désintégrations connues sont simulées et des *MC* dits *exclusifs* où systématiquement pour un des *B* généré un seul mode de désintégration est simulé.

Les simulations *MC* génériques.

Quatre simulations génériques sont produites :

- $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$,
- $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$,
- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q = u, d, s$,

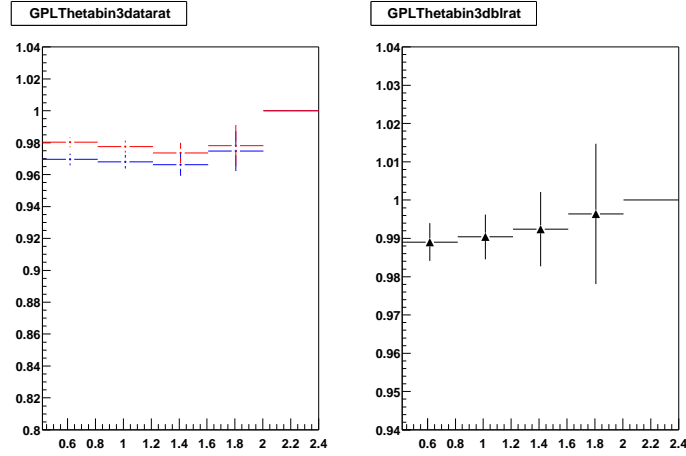


FIG. 3.3 – Figure de gauche : comparaison entre les données (bleu) et la simulation (rouge) de l’efficacité de reconstruction des π^0 en fonction de l’angle d’incidence θ . Figure de droite : rapport des efficacités de reconstruction données/MC en fonction de l’angle d’incidence θ [123].

$$- e^+e^- \rightarrow c\bar{c}.$$

Les MC génériques $B^0\bar{B}^0$ et B^+B^- incluent toutes les désintégrations connues des mésons B , donc en particulier les événements de signal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$. Ils servent à l’étude du bruit de fond combinatoire et à l’identification des autres modes de désintégration du B qui contribuent au bruit dans notre analyse.

Les MC génériques $q\bar{q}$, $q = u, d, s$ (qui sera noté uds) et $c\bar{c}$ servent à étudier le bruit de fond combinatoire venant des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Le tableau 3.5 donne le nombre d’événements générés pour les MC génériques et le rapport au nombre d’événements dans les données des runs 1 à 6.

TAB. 3.5 – Nombre de millions d’événements N_{MC} générés dans les simulations génériques $q\bar{q}$, $q = u, d, s$ (uds), $c\bar{c}$, B^+B^- et $B^0\bar{B}^0$ pour les runs 1 à 6. Le nombre entre parenthèse désigne le rapport N_{MC}/N_{data} au nombre d’événements dans les données N_{data} .

	Nombre d’événements générés ($\times 10^6$)			
RUN	uds	$c\bar{c}$	B^+B^-	$B^0\bar{B}^0$
RUN1	47,2 (1,1)	58,9 (2,2)	34,0 (3,0)	37,2 (3,3)
RUN2	130,9 (1,0)	168,8 (2,1)	103,1 (3,1)	103,4 (3,1)
RUN3	66,9 (1,0)	83,9 (2,0)	49,8 (2,8)	48,5 (2,7)
RUN4	206,8 (1,0)	252,8 (1,9)	167,0 (3,0)	167,3 (3,0)
RUN5	317,8 (1,1)	366,7 (2,1)	244,2 (3,3)	241,2 (3,3)
RUN6	127,9 (0,9)	156,9 (1,8)	100,8 (2,8)	105,2 (2,9)
Total	897,5 (1,0)	1088,2 (2,0)	699,9 (3,0)	702,8 (3,0)

Les simulations MC exclusives.

Les MC exclusifs sont des simulations d’un grand nombre (environ 200000 à 600000 suivant les modes) de désintégrations pour un canal particulier du méson B .

Dans cette analyse il sera fait usage de collections d’événements $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ où l’un des deux B se désintègre exclusivement dans un mode de signal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$, tandis que le second B de l’événement se désintègre aléatoirement vers n’importe lequel des modes accessibles.

Afin de pouvoir étudier plus facilement le recouvrement entre les modes $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ et $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$, les MC $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0$ comprennent un cocktail de ces deux modes. On dispose également d’une simulation à très haute statistique d’événements $B^\pm \rightarrow D^{(*)0} \rho^\pm$, $D^{(*)0} a_1^\pm$ afin de pouvoir étudier le bruit de fond $B^\pm \rightarrow D^{(*)0} \rho^\pm$. Ainsi au total 49 simulations MC exclusives seront utilisées. Le tableau 3.6 donne pour chaque simulation le nombre d’événements générés, le nombre de paires $B\bar{B}$ équivalent et le rapport au nombre de paires $B\bar{B}$ présentes dans les données. Compte tenu des rapports d’embranchement des modes secondaires² et du nombre d’événements générés, le nombre de paires $B\bar{B}$ équivalent varie entre 50 et 2500 fois le nombre de paires $B\bar{B}$ présentes dans les données utilisées. Cette haute statistique est nécessaire pour estimer précisément l’efficacité du signal à partir des MC sans souffrir des fluctuations statistiques.

3.1.5 Filtrage préliminaire des données (*skimming*)

Le système d’acquisition de *BABAR* en sortie de détecteur sélectionne les événements avec une fréquence d’environ 200 Hz. L’ensemble des données de *BABAR* regroupe alors plusieurs milliards d’événements dont seule une portion minime nous intéresse pour l’analyse des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$. Un filtrage sommaire appelé *skimming* est appliqué à ces milliards d’événements en procédant à des sélections lâches propres à l’analyse. Ces sélections seront données dans le chapitre suivant. Ce filtrage est centralisé pour toute la collaboration et est également appliqué à toutes les simulations. Dans le cas des désintégrations supprimées de couleur, le skim rejette 97 % des événements dans les données. L’efficacité du skim sur les simulations exclusives de modes de signal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ est environ de 30 %. Cette efficacité tient compte à la fois de l’acceptance de la détection des traces et des photons contenus dans les 72 désintégrations reconstruites, et des critères de sélection très lâches utilisés pour filtrer ces événements.

Une fois que données et simulations ont été filtrées, l’ensemble des informations relatives à chaque événement ainsi qu’à chaque candidat reconstruit (π^0 , ω , D^0 , B^0 ...) est regroupé dans une base de données appelée *Ntuple* à l’aide du logiciel C++ *ROOT* [124], largement répandu dans la physique des hautes énergies. Le Ntuple permet de disposer des caractéristiques cinématiques de chaque candidat et de leurs filles.

2. Les *modes secondaires* désignent les modes de désintégration des particules issus de la désintégration du B .

TAB. 3.6 – Pour chaque simulation exclusive sont donnés le nombre d'événements générés N_{gen} , le nombre de paires $B\bar{B}$ équivalent $N(B\bar{B})_{MC}$ et le rapport au nombre de paires $B\bar{B}$ présents dans les données $N(B\bar{B})_{OnPeak}$.

Canal du \bar{B}^0 simulé	N_{gen}	$N(B\bar{B})_{MC} (\times 10^9)$	$\frac{N(B\bar{B})_{MC}}{N(B\bar{B})_{OnPeak}}$
$D^0(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	195000	59,0	129,8
$D^0(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	282000	42,3	93,1
$D^0(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	675000	56,3	123,8
$D^0(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	195000	99,8	219,6
$D^0(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	195000	49,5	109,0
$D^0(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	461000	65,0	143,1
$D^{*0}(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	389000	99,5	219,1
$D^{*0}(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	387000	49,1	108,2
$D^{*0}(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	565000	39,8	87,7
$D^{*0}(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	387000	167,5	368,8
$D^{*0}(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	387000	83,1	183,0
$D^{*0}(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	381000	45,4	100,0
$D^0(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	195000	174,6	384,4
$D^0(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	195000	86,6	190,7
$D^0(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	195000	48,1	105,9
$D^0(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	195000	99,2	218,3
$D^0(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	195000	49,2	108,3
$D^0(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	387000	54,2	119,4
$D^{*0}(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	387000	346,5	762,9
$D^{*0}(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	387000	171,9	378,5
$D^{*0}(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	387000	95,5	210,2
$D^{*0}(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	381000	193,8	426,6
$D^{*0}(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	387000	97,6	215,0
$D^{*0}(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	387000	54,2	119,4
$D^0(K\pi)\pi^0$	572000	52,1	114,8
$D^0(K3\pi)\pi^0$	1190000	53,8	118,5
$D^0(K\pi\pi^0)\pi^0$	2373000	60,4	132,8
$D^{*0}(K\pi)\pi^0$	478000	46,8	103,0
$D^{*0}(K3\pi)\pi^0$	1335000	64,8	142,7
$D^{*0}(K\pi\pi^0)\pi^0$	2676000	73,0	160,8
$D^0(K\pi)\omega$	446000	52,5	115,5
$D^0(K3\pi)\omega$	1309000	76,4	168,2
$D^0(K\pi\pi^0)\omega$	2494000	80,8	177,9
$D^{*0}(K\pi)\omega$	653000	45,7	100,7
$D^{*0}(K\pi\pi^0)\omega$	1182000	22,8	50,2
$D^{*0}(K3\pi)\omega$	4177000	145,1	319,4
$D^{*0}(K_s\pi\pi)\pi^0$	624000	126,27	278,01
$D^0(K_s\pi\pi)\pi^0$	309000	58,22	128,17
$D^0(K_s\pi\pi)\omega$	309000	75,14	165,42
$D^{*0}(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	624000	330,1	726,7
$D^{*0}(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	624000	558,4	1229,5
$D^0(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	309000	193,2	425,3
$D^0(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	309000	326,8	719,5
$D^{*0}(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	624000	656,1	1444,5
$D^{*0}(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	624000	1155,2	2543,4
$D^0(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	309000	324,9	715,3
$D^0(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	309000	572,1	1259,5
$D^{*0}(K_s\pi\pi)\omega$	624000	90,3	198,9

3.2 La sélection des particules intermédiaires

Les sélections lâches appliquées lors du skim permettent d'améliorer grossièrement la pureté des données et des simulations *MC*. Les événements de signal restent néanmoins encore noyés dans un bruit de fond abondant. Des critères plus fins sont nécessaires pour optimiser à la fois la rejection du bruit et l'efficacité sur le signal. Le signal est distingué du bruit à l'aide de variables propres à la désintégration et à la nature de chaque particule reconstruite (impulsion, masse, énergie, angle d'incidence ...)

La valeur de la coupure sur chaque variable est choisie en optimisant la *signification statistique*³ :

$$\text{Signif. stat.} \equiv \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (3.2.1)$$

où S est le nombre d'événements de signal et B le nombre d'événements de bruit. La signification statistique fut choisie comme critère d'optimisation afin de maximiser la signal par rapport à l'erreur statistique sur le nombre d'événements.

L'optimisation est opérée à l'aide des *MC* exclusifs pour le signal et des *MC* génériques pour le bruit. La connaissance de la *vérité MC* permet de supprimer les événements de signal dans les *MC* génériques afin de disposer d'un échantillon de pur bruit. Tous les *MC* sont au préalable normalisés à la luminosité des données afin que l'optimisation soit la plus réaliste possible.

On distingue deux types de sélections :

- les sélections dont le rôle est d'augmenter la signification statistique et pour lesquelles l'efficacité sur le signal doit être significativement supérieure à celle sur le bruit,
- les sélections dont le rôle n'est pas d'améliorer la pureté de l'échantillon mais de diminuer l'incertitude systématique. En effet des groupes spécialisés dans la collaboration *BABAR* calculent les incertitudes systématiques liées aux sélections les plus courantes (reconstruction des π^0 , sélection des traces, identification des kaons ...). Afin de pouvoir utiliser ces systématiques il est indispensable de s'assurer que les candidats sélectionnés satisfassent les mêmes sélections que celles appliquées par les groupe de travail pour le calcul des incertitudes.

La méthode suivie pour l'optimisation et la reconstruction des particules peut être comparée à l'assemblage de poupées russes. Nous commençons tout d'abord par optimiser les sélections pour les particules composites les plus simples (π^0 , $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$...) puis pour les particules composites plus complexes ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$...). Une autre méthode possible aurait été d'optimiser conjointement les sélections sur D^{*0} et h^0 . Cette seconde méthode aurait considérablement complexifié les sélections et ne fut donc pas choisie.

L'optimisation des sélections pour une particule donnée est effectuée en sommant sur tous les modes restants. Par exemple pour l'optimisation des sélections sur la résonance ω , nous sommions sur tous les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\omega$, où D^{*0} peut être reconstruit en $D^0\gamma$ ou $D^0\pi^0$, et où D^0 peut être reconstruit dans les modes $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, $K^-\pi^+\pi^0$ ou $K_s\pi^+\pi^-$. L'optimisation est faite *en aveugle* (on parle de *blind analysis*), c'est-à-dire que les données OnPeak ne sont pas utilisées autrement que pour mesurer la résolution des résonances.

3.2.1 Sélection des mésons $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Les mésons π^0 sont reconstruits dans le mode $\gamma\gamma$ avec les photons de la liste *GoodPhotonLoose* (voir section 2.3.4). C'est en effet le mode de désintégration le plus abondant ((98,798±0,032) % des désintégrations). Les π^0 recherchés peuvent être issus de quatre canaux différents, leur énergie appartient donc à des gammes d'énergie différentes et sont reconstruits avec des résolutions de masse différentes :

$$- \bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0,$$

3. La signification statistique exprime pour un échantillon composé de signal et de bruit ($S+B$), le rapport entre l'amplitude du signal et celle d'une fluctuation statistique, donc de l'ordre de $\sqrt{S+B}$.

- $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$,
- $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$,
- $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$,
- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$.

Les propriétés cinématiques de chaque canal sont différentes, par exemple les π^0 issus du B^0 ou du η ont une impulsion de 2-3 GeV/c. Dans le cas de la désintégration $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$, les π^0 ont une faible impulsion du fait de la différence entre la masse des mésons D^{*0} et D^0 qui est proche de la masse d'un π^0 :

$$m(D^{*0}) - m(D^0) = 142,12 \pm 0,07 \text{ MeV}/c^2; \quad m(\pi^0) = 134,9766 \pm 0,0006 \text{ MeV}/c^2.$$

La sélection sur chaque type de π^0 est optimisée indépendamment des autres. Une coupure commune concerne l'angle d'incidence θ des photons. En effet, à cause de l'asymétrie des faisceaux de $PEP-II$, la face avant du calorimètre électromagnétique reçoit un bruit plus important que le reste du détecteur. En outre cette région de l' EMC n'est pas correctement calibrée à cause de la présence d'aimants de l'accélérateur qui stoppent la plupart des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ utilisés pour la calibration. Pour ces raisons les trois premiers cristaux à l'avant du calorimètre ne sont pas utilisés; tous les candidats γ doivent alors satisfaire la condition :

$$\theta > 21,19^\circ.$$

La distribution dans les simulations de l'angle d'incidence θ des photons des π^0 du B^0 avant toute coupure est donnée à la figure 3.4 avec la signification statistique et l'efficacité. On constate que cette sélection n'apporte aucune amélioration à la signification statistique.

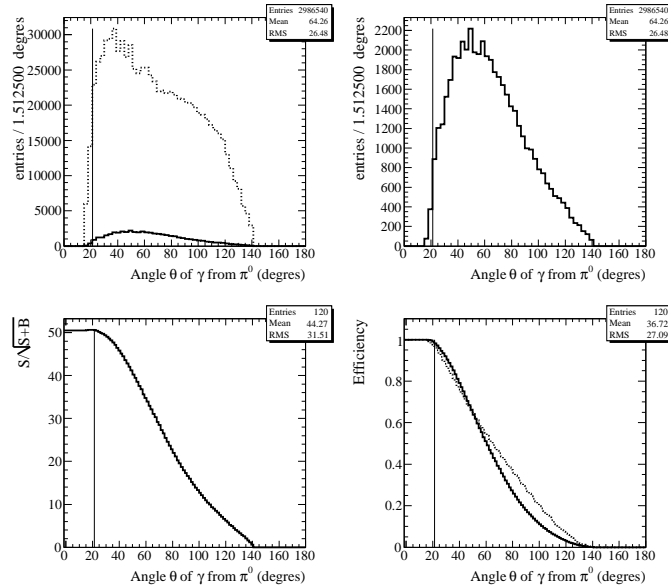


FIG. 3.4 – Figures du haut : distributions dans les simulations de l'angle d'incidence θ du γ pour les π^0 issus de la désintégration du B^0 pour le signal et le bruit (figure de gauche) et pour le signal seul (figure de droite). Figures du bas : distributions de la signification statistique (figure de gauche) et de l'efficacité (figure de droite) pour une sélection sur θ , la valeur de coupure étant illustrée par la ligne verticale. Les distributions des MC génériques sont représentées en pointillés, tandis que celles du MC signal sont en ligne pleine. Les simulations sont normalisées à la luminosité des données récoltées sur le pic de la résonance $\Upsilon(4S)$ (OnPeak).

La majorité du bruit de fond est composée de photons de faible énergie (< 50 MeV). Une sélection est donc appliquée sur l'énergie des photons E_{corr} calculée après calibration et correction des fuites. La figure 3.5 montre en exemple les distributions de l'énergie de γ pour les π^0 issus de la désintégration $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ avec la signification statistique et l'efficacité correspondantes.

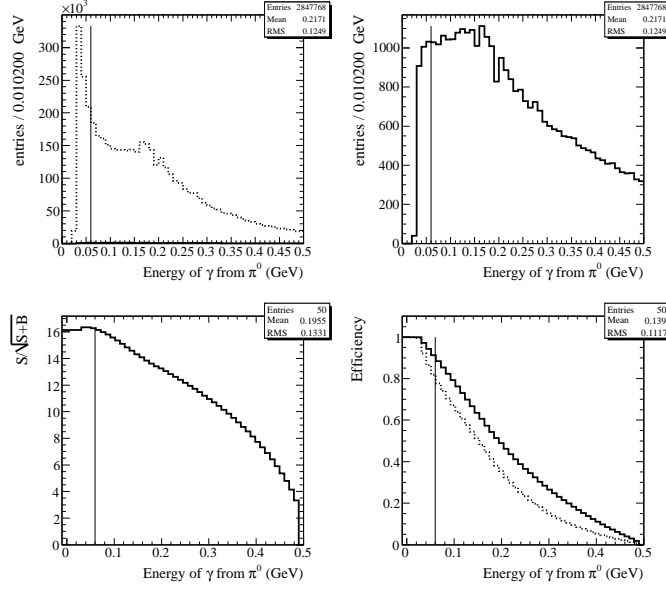


FIG. 3.5 – Distributions dans les simulations de l'énergie du γ pour les π^0 issus de la désintégration du D^0 pour le signal (ligne pleine) et le bruit (ligne pointillée). Voir la figure 3.4 pour la légende détaillée.

Une sélection est enfin appliquée sur la masse invariante de la paire $\gamma\gamma$. A cause de la reconstruction et des sélections, la valeur centrale de la distribution de masse des π^0 simulés peut être significativement différente de la moyenne mondiale donnée par le *PDG* [28]. Par ailleurs la résolution sur la masse reconstruite diffère suivant le mode de production du π^0 . En effet pour un π^0 de haute énergie issu d'un B^0 par exemple, la largeur de masse sera dominée par la résolution angulaire du calorimètre, tandis que dans le cas d'un π^0 de basse énergie issu d'un D^{*0} , la largeur sera dominée par la résolution en énergie du calorimètre.

Pour ces raisons la distribution de masse de chaque type de π^0 dans le *MC* signal est ajustée avec une fonction dite *de Novosibirsk modifiée* décrite à l'annexe B.

Cette fonction permet de décrire des distributions fortement asymétriques et en particulier de prendre en compte les pertes d'énergie. En effet lors de leur traversée du détecteur les photons déposent une partie de leur énergie, formant ainsi une asymétrie à basse valeur de la masse. L'ajustement de la distribution de masse des π^0 simulés issus des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ et $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ est donné à la figure 3.6. Les principaux paramètres de la distribution (valeur centrale et largeur) calculés avec cette ajustement sur le *MC* signal sont donnés dans le tableau 3.7. On constate que la valeur centrale est plus basse que la moyenne mondiale du *PDG* d'environ 2 MeV/ c^2 et que la largeur diffère significativement suivant le mode dans lequel a été produit le π^0 . Pour un π^0 de plus haute énergie reconstruit en $\gamma\gamma$, la résolution sur la masse invariante de la paire de photons est dominée par la mesure de l'angle d'ouverture de cette paire.

Finalement on ne garde que les candidats π^0 dont la masse se situe à moins de $2,5 \sigma$ de la valeur centrale. L'ensemble des sélections appliquées aux candidats photons et π^0 est compilé dans le tableau 3.8. Les sélections appliquées aux π^0 issus de $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ et $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ étant similaires, seules les sélections pour les π^0 de $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ sont données à titre d'exemple. Les efficacités de ces sélections sur respectivement les événements *MC* signaux

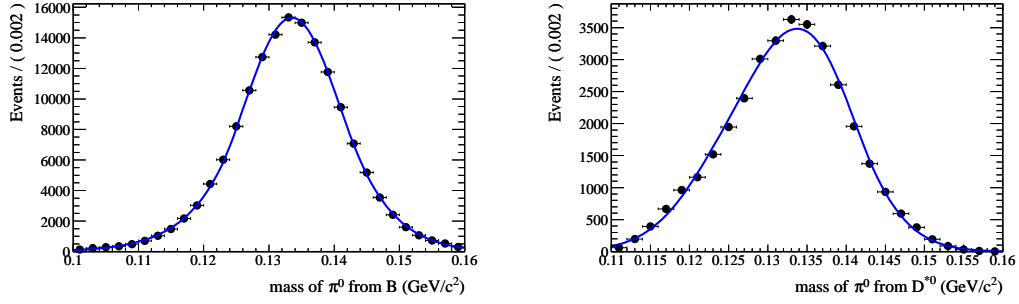


FIG. 3.6 – Ajustement par maximum de vraisemblance d’une fonction Novosibirsk modifiée de la distribution de masse dans le MC signal des candidats π^0 issus de la désintégration du B^0 (figure de gauche) et de la désintégration du D^{*0} (figure de droite) après toutes les sélections.

TAB. 3.7 – Valeur centrale et largeur de la fonction Novosibirsk modifiée calculées par ajustement sur la distribution de masse des candidats π^0 simulés dans les MC signaux (voir la figure 3.6). La moyenne mondiale est de $134,9766 \pm 0,0006$ MeV/ c^2 . Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/ c^2)	Particule-mère du méson π^0				
	$B^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$	$\eta \rightarrow \pi\pi\pi^0$	$\omega \rightarrow \pi\pi\pi^0$	$D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$
Valeur centrale	$133,53 \pm 0,02$	$133,64 \pm 0,01$	$133,49 \pm 0,05$	$133,33 \pm 0,07$	$133,76 \pm 0,011$
Largeur σ	$7,53 \pm 0,01$	$6,41 \pm 0,07$	$6,76 \pm 0,03$	$6,93 \pm 0,04$	$7,84 \pm 0,07$

et génériques sont données dans les tableaux 3.9 à 3.11 et illustrées par les distributions de masse successives à la figure 3.7.

On constate que le critère le plus efficace contre le bruit est l’énergie des photons, la coupure opérée durant le skim sur la masse des π^0 étant généralement proche de l’optimum.

TAB. 3.8 – Résumé des sélections appliquées aux différents types de candidats π^0 . Le symbole (*) signifie que la sélection désignée a été faite durant le filtrage préliminaire.

Variables	Particule-mère du méson π^0		
	$B^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$	$\eta \rightarrow \pi\pi\pi^0$	$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$
$LAT(\gamma)^a$ (*)	$< 0,8$	$< 0,8$	$< 0,8$
Énergie des π^0 (GeV) (*)	[0,2; 100]	[0,2; 100]	[0,2; 100]
Impulsion des $\pi^0/\Upsilon(4S)$ (*)	-	-	$< 0,450$ GeV/ c
Angle d’incidence $\theta(\gamma)$	$> 21,19^\circ$	$> 21,19^\circ$	$> 21,19^\circ$
Énergie des γ (GeV)	[0,085; 10,0]	[0,060; 10,0]	[0,030; 10,0]
Masse des π^0 (MeV/ c^2)	[114,7; 152,4]	[117,6; 149,7]	[114,2,0; 153,4]

^a La définition de la variable LAT est donnée à la section 2.3.4.

TAB. 3.9 – *Efficacité sur les simulations signal et générique MC des sélections appliquées sur les candidats π^0 issus de la désintégration de mésons B^0 . La ligne Reco et skim indique l'état de l'échantillon d'événements étudié après le filtrage préliminaire (skim) et la reconstruction. L'efficacité de toutes les sélections appliquées ensuite (ligne Total) est définie par référence à cet état.*

Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
Reco et skim	100,0	100,0	29,266
$\theta(\gamma) > 21,19^\circ$	98,1	95,6	29,361
$E(\gamma) > 85 \text{ MeV}$	95,7	90,1	29,590
$m(\pi^0) \pm 2,5\sigma$	96,9	91,7	29,933
Total	90,9	79,0	

TAB. 3.10 – *Efficacité sur les simulations des sélections appliquées sur les candidats π^0 issus de $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Voir la table 3.9 pour une légende détaillée.*

Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
Reco et skim	100,0	100,0	5,762
$\theta(\gamma) > 21,19^\circ$	97,8	88,7	5,985
$E(\gamma) > 60 \text{ MeV}$	90,6	72,2	6,379
$m(\pi^0) \pm 2,5\sigma$	96,4	79,0	6,913
Total	85,4	50,6	

TAB. 3.11 – *Efficacité sur les simulations signal et générique MC des sélections appliquées sur les candidats π^0 issus de $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$. Voir la table 3.9 pour une légende détaillée.*

Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
Reco et skim	100,0	100,0	5,255
$\theta(\gamma) > 21,19^\circ$	95,3	86,4	5,389
$m(\pi^0) \pm 2,5\sigma$	97,6	93,5	5,440
Total	93,1	80,8	

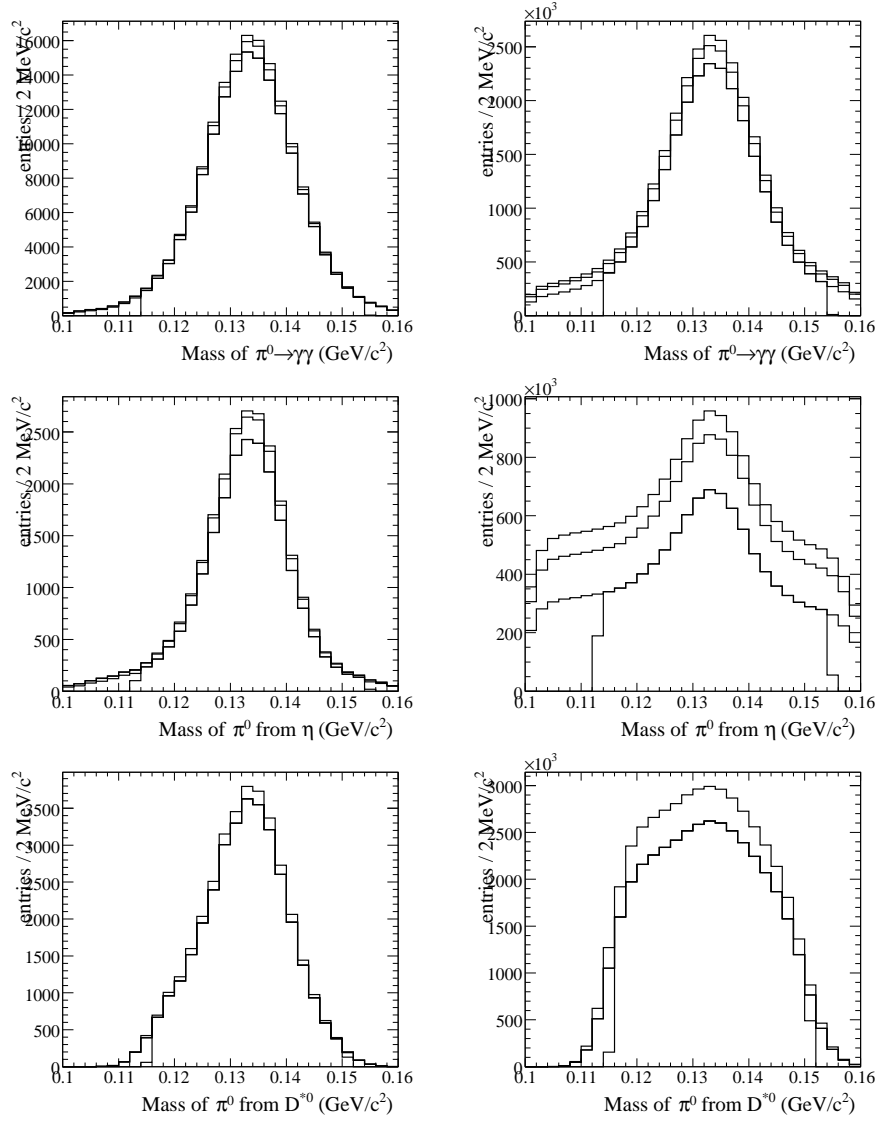


FIG. 3.7 – Distributions de masse des candidats π^0 issus du B^0 (haut), du η (milieu) et du D^{*0} (bas) après les différentes sélections sur les MC signal (gauche) et générique (droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.

3.2.2 Sélection des mésons $\eta \rightarrow \gamma\gamma$

Les mésons η sont reconstruits dans le mode $\gamma\gamma$ ou $\pi^+\pi^-\pi^0$, ce qui représente près de 72 % des désintégrations du η . La reconstruction du mode $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ a une efficacité plus élevée que $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, mais sa résolution en masse est plus faible et il souffre d'un bruit de fond important dû aux $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, produits en grande quantité.

Les candidats η issus de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta$ peuvent être reconstruits en $\gamma\gamma$ ou $\pi^+\pi^-\pi^0$, tandis que les candidats η issus des désintégrations $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ sont reconstruits exclusivement en $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.

De même que pour la reconstruction des π^0 , les candidats γ ne doivent pas avoir été détectés dans l'avant du calorimètre et doivent satisfaire une sélection sur leur énergie.

Les mésons π^0 sont produits en grande quantité par l'accélérateur à travers les processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q \neq b$ et les désintégrations successives des mésons B . Les désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ de haute énergie sont susceptibles de feindre des désintégrations $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Un veto est donc appliqué aux candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ contre les π^0 : pour chaque candidat $\eta \rightarrow \gamma_1\gamma_2$, nous cherchons à reconstruire un éventuel π^0 . Tour à tour les filles γ_1 et γ_2 sont associées avec un photon du reste de l'événement pour former deux paires de photons :

$$\{\gamma_i\}_{evt} \Rightarrow \{\gamma_1\gamma_i\}\{\gamma_2\gamma_i\}.$$

Les candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ sont alors rejetés si l'énergie du photon γ_i est supérieure à 200 MeV (voir figure 3.8) et si la masse invariante de $\{\gamma_1\gamma_i\}$ ou $\{\gamma_2\gamma_i\}$ est comprise entre 115 et 150 MeV/ c^2 (soit environ $2,5\sigma$ autour de la masse nominale d'un méson π^0 , voir figures 3.9 et 3.10). La figure 3.9 illustre la nécessité d'appliquer un tel veto, le pic de masse des π^0 parmi les candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ est en effet patent. On notera à partir de la figure 3.10 que l'efficacité sur le signal (*i.e.* les vrais candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$) et la rejection du bruit de π^0 dépendent très faiblement du choix de la fenêtre de masse du π^0 rejetée. On négligera donc plus tard cette sélection lors du calcul des l'incertitudes systématiques.

On remarque également que le critère $E(\gamma_i) > 200$ MeV suffit à isoler des π^0 la majorité des vrais η avec une efficacité élevée. Les paramètres du veto ont été choisis de façon à retirer le maximum de vrais π^0 tout en conservant 90 % de vrais η . Ce veto est appliquée aux candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ issus de mésons B ou η' .

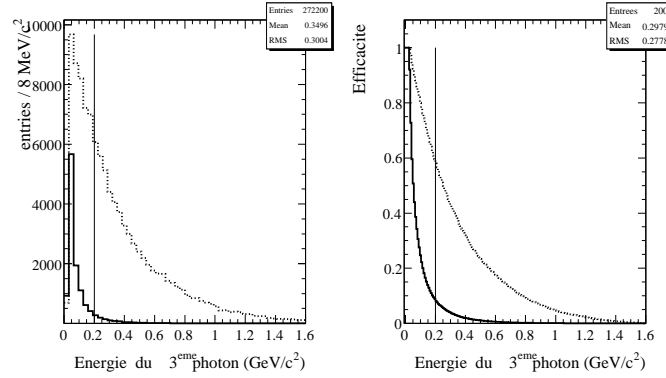


FIG. 3.8 – Figure de gauche : énergie du 3^{ème} photon γ_i pour de vrais $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ issus de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta$ du MC signal (ligne solide) et pour de vrais π^0 du MC générique (ligne pointillée). Figure de droite : efficacité de la coupure sur l'énergie du γ_i sur les vrais η et π^0 . La ligne verticale indique la coupure appliquée.

Une fois toutes ces sélections appliquées, la distribution de masse du $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ dans le MC signal est ajustée avec une fonction de Novosibirsk modifiée. De même que pour les mésons π^0 (voir paragraphe 3.2.1), la fonction de Novosibirsk modifiée a été choisie afin de prendre en compte

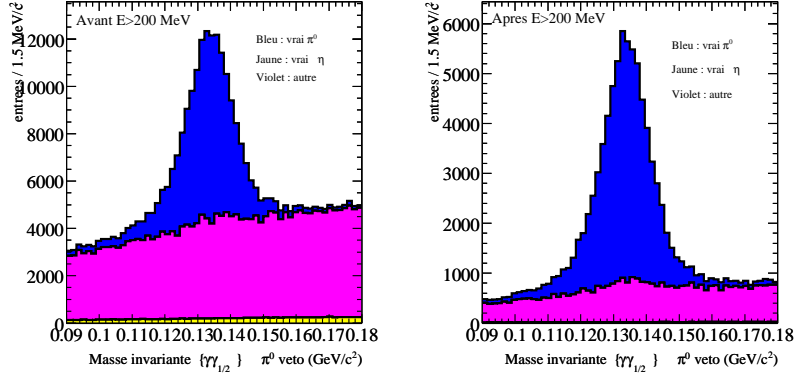


FIG. 3.9 – Masse invariante des paires de photons $\{\gamma_1\gamma_i\}$ et $\{\gamma_2\gamma_i\}$ dans la région de masse du π^0 pour de vrais $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ issus du B^0 , distribution avant (figure de gauche) et après (figure de droite) la sélection $E(\gamma_i) > 200$ MeV. Les trois composantes sont : vrais $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ simulés (bleu), vrais $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ simulés (jaune), autres (violet).

l'asymétrie à basse énergie de la distribution. Cette asymétrie est due aux pertes d'énergie des γ lors de leur passage dans le détecteur, ainsi qu'aux fuites latérales et longitudinales dans les cristaux du calorimètre lors de la reconstruction de l'énergie des photons. Les distributions de masse des candidats η simulés dans le *MC* signal sont données à la figure 3.11 et les paramètres issus de l'ajustement de ces distributions à la table 3.12.

On remarque que la résolution sur la masse des η issus des B est meilleure que celle des η issus des η' et donc d'impulsion plus faible. La résolution sur la masse de $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ augmente en effet avec l'énergie du η . En outre on notera que la valeur centrale de la distribution de masse simulée est plus petite d'environ $3 \text{ MeV}/c^2$ que la moyenne donnée par le *PDG* [28]. Cette différence est due aux calibrations en énergie du calorimètre.

On ne conserve enfin que les candidats η dont la masse est à $\pm 2,5\sigma$ de la valeur centrale. Pour les η issus des η' , la coupure opérée sur la masse par le filtrage préliminaire se révèle optimale.

L'ensemble des sélections appliquées aux candidats photons et η est compilé dans le tableau 3.13. Les efficacités de ces sélections sur respectivement les événements *MC* signaux et génériques sont données dans les tableaux 3.14 et 3.15 et illustrées par les distributions de masse à la figure 3.12.

On notera que les deux critères d'énergie et de veto permettent une rejection élevée du bruit tout en conservant une excellente efficacité sur le signal.

TAB. 3.12 – Valeur centrale et largeur de la fonction Novosibirsk modifiée calculée par ajustement sur la distribution de masse des candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ simulés dans les *MC* signaux (voir la figure 3.11). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/ c^2)	Particule-mère du méson $\eta \rightarrow \gamma\gamma$		<i>PDG</i> [28]
	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta$	$\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	
Valeur centrale	$544,60 \pm 0,46$	$543,98 \pm 0,01$	$547,51 \pm 0,18$
Largeur σ	$14,04 \pm 0,54$	$16,27 \pm 0,01$	$(1,30 \pm 0,07) \times 10^{-3}$

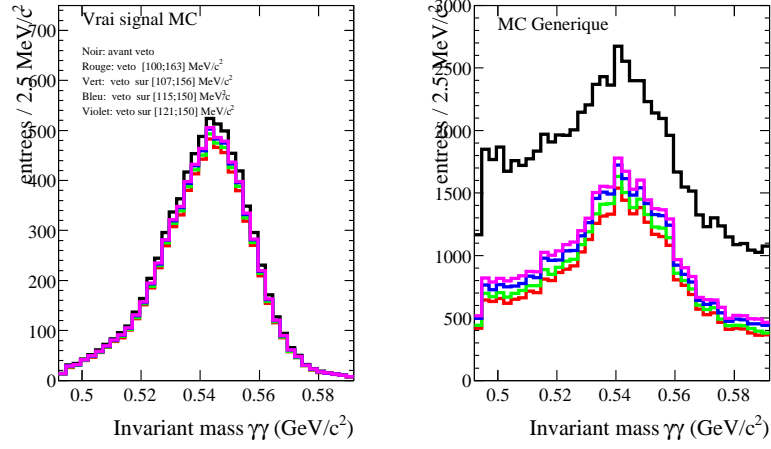


FIG. 3.10 – Masse invariante des paires $\{\gamma_1\gamma_2\}$ dans la région de masse du η après le critère $E(\gamma_i) > 200$ MeV pour de vrais $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ issus du MC signal (figure de gauche) pour les MC génériques (figure de droite). Les différentes couleurs indiquent les différentes fenêtres de masse autour de la masse du π^0 pour lesquelles le v to est appliqué.

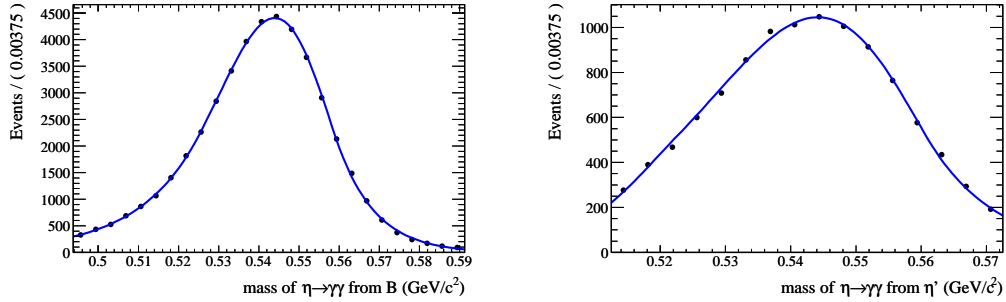


FIG. 3.11 – Ajustement par maximum de vraisemblance d’une fonction Novosibirsk modifiée de la distribution de masse dans le MC signal des candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ issus de la désintégration du B^0 (figure de gauche) et du η' (figure de droite) après toutes les sélections.

TAB. 3.13 – Résumé des sélections appliquées aux différents types de candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Le symbole (*) signifie que la sélection désignée a été faite durant le filtrage préliminaire.

Variables	Particule-mère du méson $\eta \rightarrow \gamma\gamma$	
	$B^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta$	$\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$
$LAT(\gamma)$ (*)	$< 0,8$	$< 0,8$
�nergie des η (GeV) (*)	$[0,2; 10,0]$	$[0,2; 10,0]$
Angle d’incidence $\theta(\gamma)$	$> 21,19^\circ$	$> 21,19^\circ$
�nergie des γ (GeV)	$[0,2; 10,0]$	$[0,180; 10,0]$
V�to contre π^0	oui	oui
Masse des η (MeV/ c^2)	$[507,9; 579,9]$	$[515,2; 572,5]$ (*)

TAB. 3.14 – Efficacité sur les simulations des sélections appliquées sur les candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ issus de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta$. Voir la table 3.9 pour une légende détaillée.

Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
Reco et skim	100,0	100,0	11,863
$\theta(\gamma) > 21,19^\circ$	97,2	91,2	12,068
$E(\gamma) > 200$ MeV	89,5	50,4	15,198
Véto π^0	94,4	52,5	19,770
$m(\eta) \pm 2,5\sigma$	95,0	81,6	20,785
Total	78,0	19,7	

TAB. 3.15 – Efficacité sur les simulations des sélections appliquées sur les candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ issus de $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$. Voir la table 3.9 pour une légende détaillée.

Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
Reco et skim	100,0	100,0	5,253
$\theta(\gamma) > 21,19^\circ$	97,3	94,1	5,268
$E(\gamma) > 180$ MeV	85,1	49,5	6,372
Véto π^0	90,8	54,1	7,861
Total	75,2	25,2	

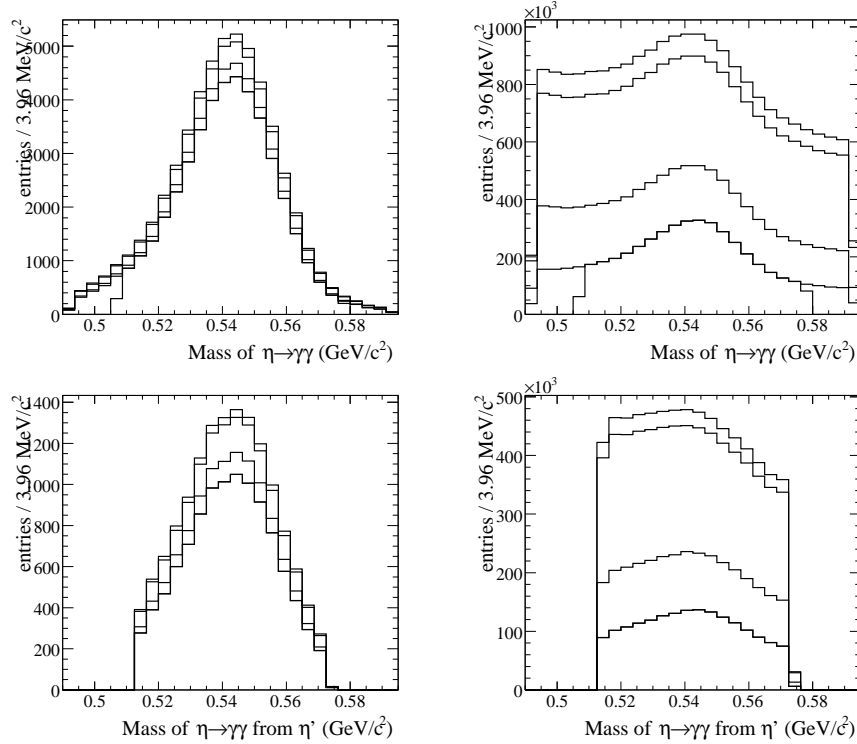


FIG. 3.12 – Distributions de masse des candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ issus du B^0 (figures du haut) et du η' (figures du bas) après les différentes sélections sur les MC signal (figures de gauche) et générique (figures de droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.

3.2.3 Sélection des mésons $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Les mésons ω sont reconstruits exclusivement dans le mode $\pi^+\pi^-\pi^0$, soit presque 90 % des désintégrations du ω ($\mathcal{BF} = (89,1 \pm 0,7) \%$ [28]). Le deuxième canal de désintégration du ω le plus important est $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ ($\mathcal{BF} = (8,9^{+0,27}_{-0,23}) \%$), mais la résolution sur la masse et l'impulsion avec ce mode serait bien inférieure à celle obtenue avec $\pi^+\pi^-\pi^0$ à cause de l'absence de particules chargées dans l'état final et du bruit de fond bien plus élevé.

Le méson ω est un vecteur tandis que les pions sont des pseudo-scalaires⁴, la désintégration des mésons ω en $\pi^+\pi^-\pi^0$ aura donc en moyenne une distribution angulaire non-isotropique. Cette particularité sera utilisée plus tard pour la rejection du bruit issu des désintégrations $B\bar{B}$.

Les pions chargés issus des candidats ω sont tirés de la liste *GoodTrackVeryLoose* (voir section 2.3.1) et doivent satisfaire des sélections sur leur impulsion transverse. La sélection sur l'impulsion permet de rejeter les pions de basse impulsion avec une efficacité sur le signal élevée. Les pions de haute impulsion proviennent principalement des processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, dont la rejection fera l'objet d'une étude particulière.

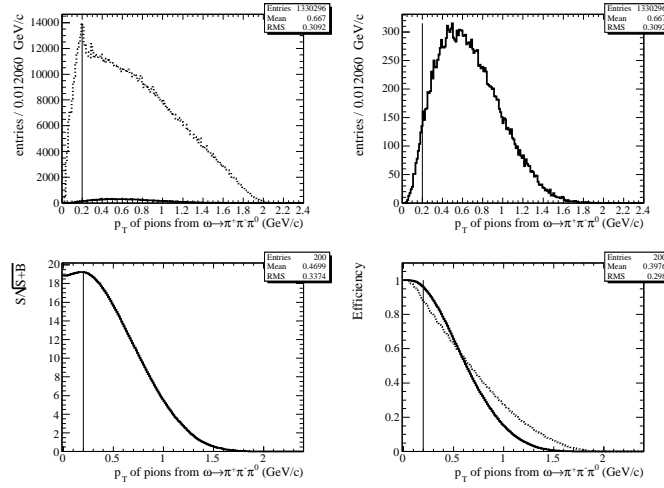


FIG. 3.13 – Distributions dans les simulations de l'impulsion transverse p_T des traces issue des candidats ω pour le signal (ligne pleine) et le bruit (ligne pointillée). Voir 3.4 pour la légende détaillée.

Les pions chargés étant produits en grande quantité par *PEP-II*, les critères de *PID* ont une importance moindre que dans le cas de la reconstruction d'un kaon chargé.

Les mésons π^0 doivent remplir les critères demandés à la section 3.2.1. La distribution de masse des candidats ω simulés dans les *MC* signaux est ensuite ajustée avec une fonction dite *Voigtian*. Cette fonction est la convolution d'une Breit-Wigner et d'une Gaussienne, la Gaussienne modélisant la résolution de reconstruction du détecteur et la Breit-Wigner représentant la distribution naturelle du méson ω . En effet le méson ω , ayant une durée de vie particulièrement courte, possède une largeur naturelle non négligeable comparable à la résolution de reconstruction ($\Gamma = (8,49 \pm 0,08) \text{ MeV}$ [28]). L'objet de l'ajustement de la distribution de masse étant l'estimation de la résolution du détecteur, le paramètre Γ de la Breit-Wigner est fixé à la moyenne mondiale donnée par le *PDG*. Le résultat de l'ajustement est donné à la figure 3.14, et les paramètres de la fonction de Voigtian sont présentés dans la table 3.16. On remarque que pour la coupure standard sur la masse des résonances, la sélection appliquée par le filtrage préliminaire sur la masse reconstruite des candidats ω est optimale. Aucune coupure supplémentaire sur la masse n'est donc effectuée.

4. Le moment cinétique J et la parité P sont : $J^P(\omega) = 1^-$ et $J^P(\pi^+\pi^-\pi^0) = 0^-$.

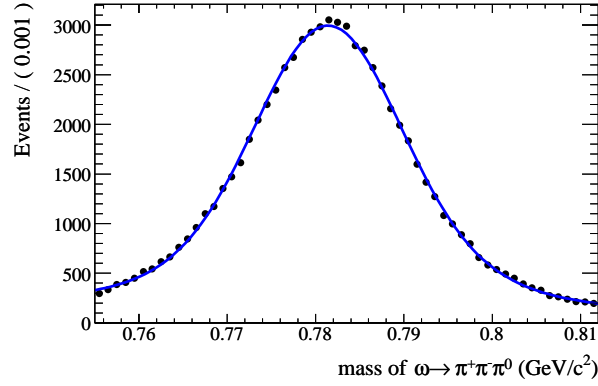


FIG. 3.14 – Ajustement par maximum de vraisemblance d’une fonction de Voigtian (convolution d’une Breit-Wigner et d’une Gaussienne) sur la distribution de masse dans le MC signal des candidats $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ issus des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \omega$ après toutes les sélections.

TAB. 3.16 – Valeur centrale et largeur de la fonction Voigtian calculées par ajustement sur la distribution de masse des candidats $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ simulés dans les MC signaux (voir la figure 3.14). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/c ²)	$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	PDG [28]
Valeur centrale	$781,44 \pm 0,04$	$782,65 \pm 0,12$
Largeur	$6,87 \pm 0,10$	×
Largeur naturelle (MeV)	8,49	

L’ensemble des sélections appliquées aux candidats ω et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.17 avec leur performance. L’efficacité de ces sélections sur respectivement les événements MC signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.15.

TAB. 3.17 – Résumé des sélections appliquées aux candidats $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Voir la table 3.19 pour la légende détaillée.

Variables	Filtrage préliminaire			
DOCA π^\pm (x,y)	[−1,5; 1,5] cm			
DOCA π^\pm (z)	[−10; 10] cm			
Masse des ω	[752,7; 812,7] MeV/c ²			
Variables	Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	S/ $\sqrt{S+B}$
Sélection sur π^0 $p_T(\pi^\pm)$	filtrage préliminaire	100,0	100,0	9.96
	voir section 3.2.1	87,7	57,4	11,53
	[0,2; 10,0] GeV/c	93.0	80.6	11.95
Total		81.6	46.3	

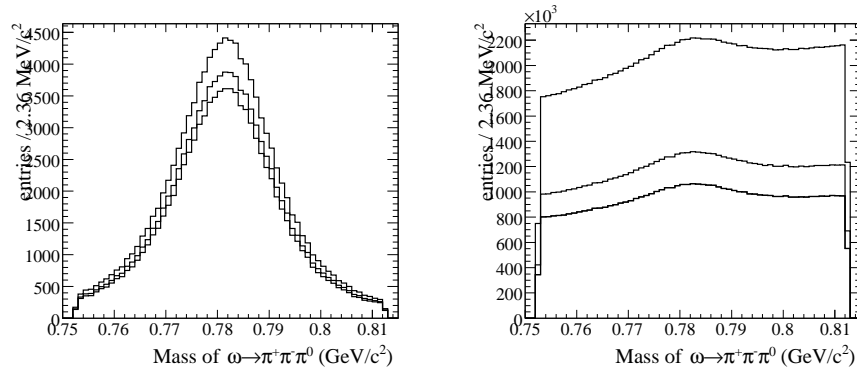


FIG. 3.15 – Distributions de masse des candidats $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.

3.2.4 Sélection des mésons $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

En plus du canal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (voir section 3.2.2), les mésons η issus des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta$ peuvent être reconstruits dans le canal $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Bien que l'efficacité de reconstruction de ce mode soit inférieure à celle de $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, la résolution en masse est supérieure grâce à la présence de traces chargées dans l'état final et à un bruit de fond plus faible.

Les sélections appliquées sur les candidats π^0 issus du η sont similaires à celles utilisées pour le canal $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (voir section 3.2.3), la cinématique du π^0 de chacun de ces canaux est en effet proche. Les candidats pions utilisés pour reconstruire le η sont tirés de la liste *GoodTrackLoose*.

Enfin la distribution de masse du $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ dans le *MC* signal est ajustée avec une fonction de Novosibirsk modifiée. La fonction de Novosibirsk modifiée a été choisie afin de prendre en compte l'asymétrie à basse énergie de la distribution liée principalement à la présence d'un π^0 dans l'état final. La distribution de masse des candidats $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ simulés dans le *MC* signal est donnée à la figure 3.16 et les paramètres issus de l'ajustement de cette distribution à la table 3.18.

En comparant la résolution sur la masse du méson η obtenue avec le canal $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (table 3.18) à celle obtenue avec $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (table 3.11), on constate que le mode $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ permet une reconstruction de la masse 5 fois plus précise. On notera de surcroît que la valeur centrale de la distribution de masse du méson η est plus proche de la moyenne mondiale [28] avec le mode $\pi^+\pi^-\pi^0$. En effet dans le cas du mode $\gamma\gamma$, la perte d'énergie des photons aboutit à une valeur centrale plus basse que la moyenne mondiale d'environ $3 \text{ MeV}/c^2$.

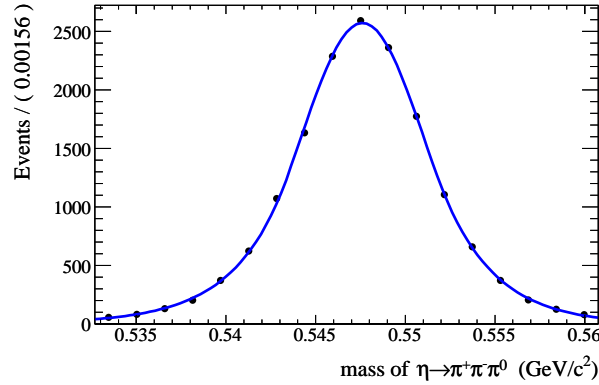


FIG. 3.16 – Ajustement par maximum de vraisemblance d'une fonction Novosibirsk modifiée de la distribution de masse dans le *MC* signal des candidats $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ issus de la désintégration du B^0 après toutes les sélections.

TAB. 3.18 – Valeur centrale et largeur de la fonction Novosibirsk modifiée calculée par ajustement sur la distribution de masse des candidats $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ simulés dans les *MC* signaux (voir la figure 3.16). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/c^2)	$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	<i>PDG</i> [28]
Valeur centrale	$547,60 \pm 0,04$	$547,51 \pm 0,18$
Largeur σ	$3,50 \pm 0,02$	$(1,30 \pm 0,07)10^{-3}$

On ne conserve enfin que les candidats η dont la masse se situe à moins de $2,5\sigma$ de la valeur centrale.

L'ensemble des sélections appliquées aux candidats η et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.19 avec leur performance. L'efficacité de ces sélections sur respectivement les événements *MC* signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.17.

TAB. 3.19 – Résumé des sélections appliquées aux candidats $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. L’efficacité sur les simulations signaux et génériques MC est donnée pour les sélections développées après le filtrage préliminaire. La ligne filtrage préliminaire indique l’état de l’échantillon d’événements étudié après le filtrage préliminaire (*skim*) et la reconstruction. L’efficacité de toutes les sélections appliquées ensuite (ligne Total) est définie par référence à cet état.

Variables	Filtrage préliminaire			
$DOCA^a \pi^\pm (x,y)$	$[-1,5; 1,5]$ cm			
$DOCA \pi^\pm (z)$	$[-10; 10]$ cm			
$p_T(\pi^\pm)$ (GeV/c)	$[0,1; 10,0]$			
nb. mesures des traces dans DCH	> 12			
Variables	Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
	filtrage préliminaire	100,0	100,0	5,37
Sélection sur π^0	voir section 3.2.1	81,1	41,1	6,79
Masse des η (MeV/ c^2)	$[752,7; 812,7]$	92,7	51,3	8,78
	Total	75,2	21,1	

^a On rappelle que la notion de *DOCA* (*Distance Of Closest Approach*) désigne, pour une trace et un plan donnés (par exemple le plan transverse $x-y$), la plus courte distance dans le plan entre la projection de la trace et la position du vertex (voir la section 2.3.1).

On constate que les sélections les plus performantes sont celles sur le π^0 et sur la masse du η .

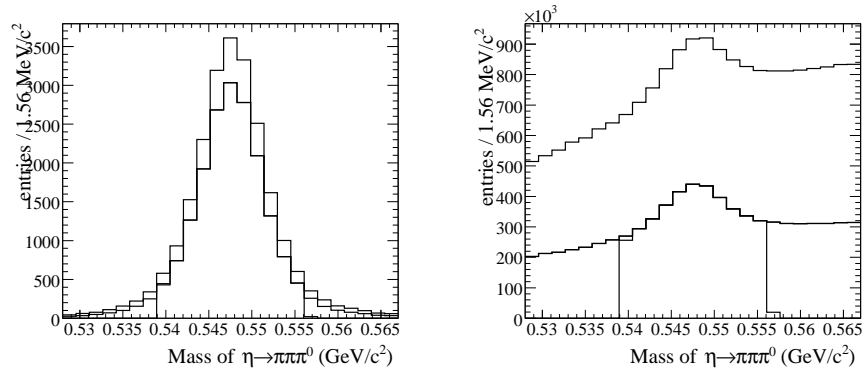


FIG. 3.17 – Distributions de masse des candidats $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.

3.2.5 Sélection des mésons $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$

Les mésons η' sont reconstruits dans le canal $\pi^+\pi^-\eta$ ou $\rho^0\gamma$, ce qui correspond presque à 74 % des désintégrations du η' . Pour le mode $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, le méson η est exclusivement reconstruit en $\gamma\gamma$. Les deux traces proviennent de la liste *GoodTrackLoose* et les candidats η doivent satisfaire les critères décrits à la section 3.2.2.

Enfin la distribution de masse du η' dans le *MC* signal est ajustée avec une fonction de Novosibirsk modifiée afin de prendre en compte l'asymétrie à basse énergie due à la présence du $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ dans l'état final.

La distribution de masse des candidats $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ simulés dans le *MC* signal est donnée à la figure 3.18 et les paramètres issus de l'ajustement de cette distribution à la table 3.20.

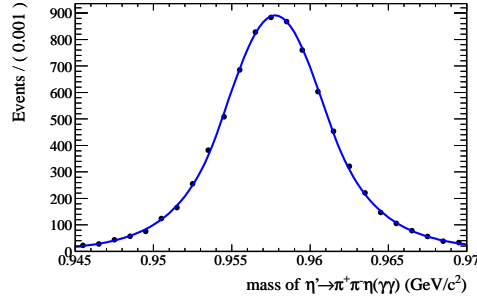


FIG. 3.18 – Ajustement par maximum de vraisemblance d'une fonction Novosibirsk modifiée de la distribution de masse dans le *MC* signal des candidats $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ issus de la désintégration du B^0 après toutes les sélections.

TAB. 3.20 – Valeur centrale et largeur de la fonction Novosibirsk modifiée calculée par ajustement sur la distribution de masse des candidats $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ simulés dans les *MC* signaux (voir la figure 3.18). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/c ²)	$\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	<i>PDG</i> [28]
Valeur centrale	$957,77 \pm 0,01$	$957,78 \pm 0,14$
Largeur σ	$3,16 \pm 0,05$	$0,203 \pm 0,016$

On ne conserve enfin que les candidats η' dont la masse se situe à moins de $2,5\sigma$ de la valeur centrale.

L'ensemble des sélections appliquées aux candidats η' et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.21 avec leur performance. L'efficacité de ces sélections sur respectivement les événements *MC* signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.19.

On constate que les sélections les plus performantes sont celles sur les candidats η et sur la masse du η' .

TAB. 3.21 – Résumé des sélections appliquées aux candidats $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$. Voir la table 3.19 pour la légende détaillée.

Variables	Filtrage préliminaire			
$DOCA \pi^\pm (x,y)$	$[-1,5; 1,5]$ cm			
$DOCA \pi^\pm (z)$	$[-10; 10]$ cm			
nb. mesures des traces dans DCH	> 12			
Variables	Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
Sélections sur η	filtrage préliminaire	100,0	100,0	2,93
	voir section 3.2.2	75,0	11,7	6,42
Masse des η'	$[950; 965,6]$ MeV/ c^2	91,2	38,0	9,48
	Total	68,5	4,4	

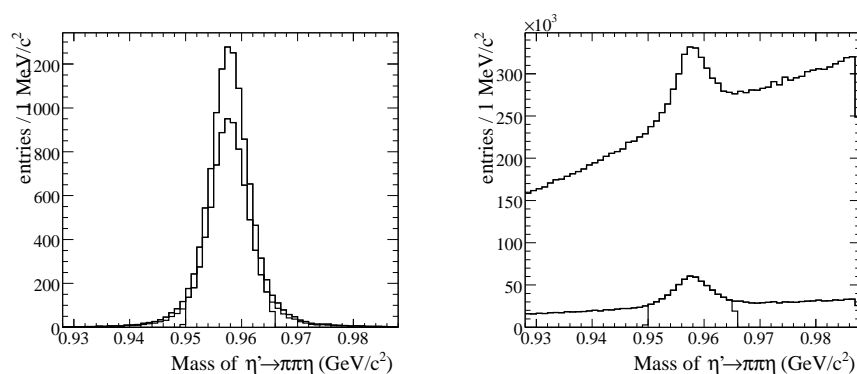


FIG. 3.19 – Distributions de masse des candidats $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.

3.2.6 Sélection des mésons $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Les mésons ρ^0 sont reconstruits en deux pions chargés. Ce mode représente presque l'intégralité des désintégrations du ρ^0 avec une signature expérimentale nette en deux traces. Mais le grand nombre de pions produits lors des collisions e^+e^- et la largeur naturelle de la distribution de masse du ρ^0 ($\Gamma(\rho^0) = (149,4 \pm 0,1) \text{ MeV}/c^2$ [28]) induisent un bruit élevé.

Des sélections sont appliquées sur l'impulsion transverse des candidats π^\pm . Les mésons ρ^0 sont des vecteurs (V) tandis que les pions sont des pseudo-scalaires (S). Par conservation de l'hélicité, les pions issus de la désintégration d'un ρ^0 n'auront pas une distribution isotrope. On définit ainsi l'angle d'hélicité θ_{ρ^0} de la désintégration $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ comme l'angle entre l'impulsion du ρ^0 dans le référentiel du η' et l'impulsion d'un des deux pions dans le référentiel du ρ^0 (voir figure 3.20). Le mode $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ étant du type : $V \rightarrow S + S$, la distribution du signal est donc proportionnelle à $\sin(\theta_{\rho^0})^2$ (voir l'annexe E pour le calcul détaillé). La figure 3.21 donne les distributions de $|\cos(\theta_{\rho^0})|$, de signification statistique et d'efficacité pour les candidats ρ^0 simulés dans les MC signal et générique. On constate que, pour les candidats ρ^0 du MC signal, la distribution de $|\cos(\theta_{\rho^0})|$ est proportionnelle à $|1 - \cos(\theta_{\rho^0})^2| = \sin(\theta_{\rho^0})^2$. La distribution de $|\cos(\theta_{\rho^0})|$ pour le bruit est globalement uniforme, alors qu'elle est asymétrique pour le signal.

Une fois la coupure sur l'hélicité appliquée, il est difficile d'opérer une sélection performante sur la masse sans dégrader l'efficacité sur le signal à cause de largeur importante de la distribution de masse du méson ρ^0 . C'est pourquoi la fenêtre de masse sélectionnée par le filtrage préliminaire est conservée ($\pm 160 \text{ MeV}$ autour de la masse nominale). L'ensemble des critères requis pour les candidats ρ^0 et leurs filles est compilé dans le tableau 3.22.

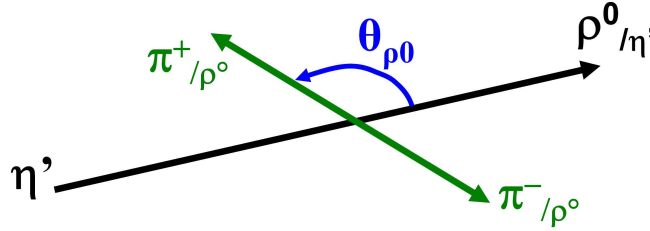


FIG. 3.20 – Définition de l'angle d'hélicité θ_{ρ^0} dans la désintégration $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

TAB. 3.22 – Résumé des sélections appliquées aux candidats $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ issus de la désintégration $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$. Le symbole (*) signifie que la sélection désignée a été faite durant le filtrage préliminaire.

Variables	$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$
$DOCA \pi^\pm (x,y) (*)$	$[-1,5; 1,5] \text{ cm}$
$DOCA \pi^\pm (z) (*)$	$[-10; 10] \text{ cm}$
Masse des $\rho^0 (*)$	$[615,5; 935,5] \text{ MeV}/c^2$
$p_T(\pi^\pm)$	$[0,1; 10,0] \text{ GeV}/c$
$ \cos(\theta_{\rho^0}) $	$< 0,73$

L'efficacité de ces sélections sur respectivement les événements MC signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.22.

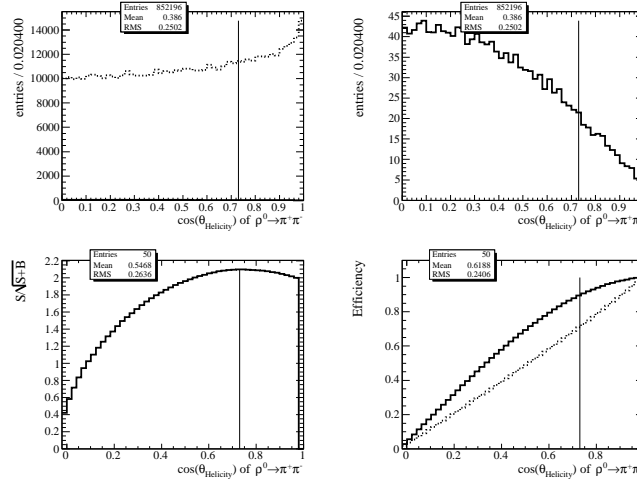


FIG. 3.21 – Distribution dans les simulations du cosinus de l'angle d'hélicité $|\cos(\theta_{\rho^0})|$ pour le signal (ligne pleine) et le bruit (ligne pointillée). Voir la figure 3.4 pour la légende détaillée.

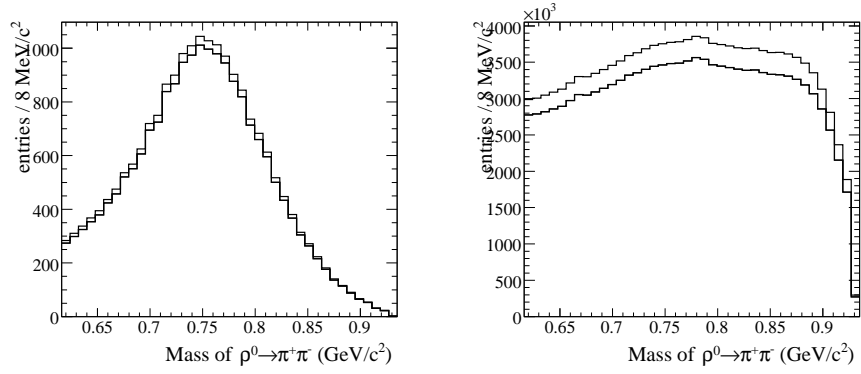


FIG. 3.22 – Distributions de masse des candidats $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite).

3.2.7 Sélection des mésons $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$

En plus du mode $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$, les candidats η' issus des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta'$ peuvent également être reconstruits dans le mode $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$. Bien que l'acceptance de ce dernier soit supérieure à celle de $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$, le faible rapport d'embranchement, la largeur de masse du ρ^0 et la présence d'un photon seul dans l'état final conduisent à un rapport signal sur bruit très faible. C'est pourquoi ce canal était généralement délaissé dans toutes les analyses précédentes. Néanmoins le nombre de paires $B\bar{B}$ analysées dans cette étude est suffisamment élevé pour pouvoir utiliser le canal $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ et y soustraire le bruit tout en gardant un lot d'événement de signal significatif.

Les candidats ρ^0 utilisés pour la reconstruction des η' doivent satisfaire les critères décrits à la section 3.2.6. On demande aux candidats γ d'avoir un angle d'incidence θ supérieur à $21,19^\circ$ et une énergie supérieure à 200 MeV. Les pions neutres, produits en grande quantité par l'accélérateur, constituent un bruit de fond majeur dans la reconstruction de $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$. En effet un candidat γ peut en réalité venir d'une désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$. Un veto contre les π^0 , similaire à celui employé dans la sélection des mésons $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ (voir section 3.2.2, page 103) est donc appliqué aux candidats γ . Chaque candidat $\gamma_{\eta'}$ est associé tour à tour avec tous les photons γ_{event} de l'événement. Si l'énergie du second photon γ_{event} est supérieure à 200 MeV et si la masse invariante de la paire $\{\gamma_{\eta'} \gamma_{event}\}$ est comprise dans la fenêtre de masse du π^0 ([115; 150] MeV/ c^2), alors le candidat η' correspondant est rejeté.

Enfin la distribution de masse du η' dans le *MC* signal est ajustée avec une fonction de Novosibirsk modifiée afin de prendre en compte l'asymétrie à basse énergie due à la présence du photon dans l'état final.

La distribution de masse des candidats $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ simulés dans le *MC* signal est donnée à la figure 3.23 et les paramètres issus de l'ajustement de cette distribution à la table 3.23. On note que la résolution de la distribution de masse est presque trois fois plus faible que celle obtenue avec le mode $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$ (voir figure 3.18 et table 3.18). Les valeurs centrales sont toutes deux proches de la valeur nominale.

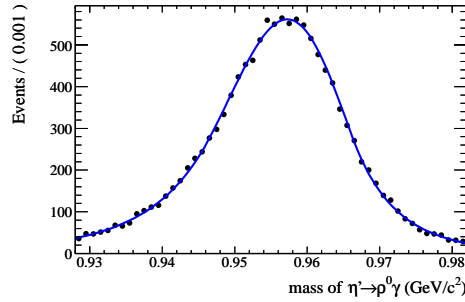


FIG. 3.23 – Ajustement par maximum de vraisemblance d'une fonction Novosibirsk modifiée de la distribution de masse dans le *MC* signal des candidats $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ issus de la désintégration du B^0 après toutes les sélections.

TAB. 3.23 – Valeur centrale et largeur de la fonction Novosibirsk modifiée calculée par ajustement sur la distribution de masse des candidats $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ simulés dans les *MC* signaux (voir la figure 3.23). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/ c^2)	$\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$	<i>PDG</i> [28]
Valeur centrale	$957,25 \pm 0,02$	$957,78 \pm 0,14$
Largeur σ	$8,30 \pm 0,12$	$0,203 \pm 0,016$

On ne conserve enfin que les candidats η' dont la masse se situe à moins de $2,5\sigma$ de la valeur centrale.

L'ensemble des sélections appliquées aux candidats η' et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.24 avec leur performance. L'efficacité de ces sélections sur respectivement les événements *MC* signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.24. On remarque que malgré les différentes sélections le bruit reste particulièrement élevé.

TAB. 3.24 – Résumé des sélections appliquées aux différents types de candidats $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$. Voir la table 3.19 pour la légende détaillée.

Variables	Filtrage préliminaire			
$LAT(\gamma)$	$< 0,8$			
$DOCA \pi^\pm (x,y)$	$[-1,5; 1,5]$ cm			
$DOCA \pi^\pm (z)$	$[-10; 10]$ cm			
Masse des ρ^0	$[615,5; 935,5]$ MeV/ c^2			
Variables	Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	S/ $\sqrt{S+B}$
	filtrage préliminaire	100,0	100,0	1,75
$p_T(\pi^\pm)$	$[0,1; 10,0]$ GeV/ c	96,8	92,1	1,77
$ \cos(\theta_{\rho^0}) $	$< 0,73$	90,2	70,8	1,90
Angle d'incidence $\theta(\gamma)$	$> 21,19^\circ$	98,5	94,4	1,92
Énergie des γ	$> 0,200$ GeV/ c	86,7	55,9	2,23
Véto contre π^0	oui	93,7	62,1	2,65
Masse des η'	$[936,6; 978]$ MeV/ c^2	94,0	69,9	2,98
	Total	65,7	14,9	

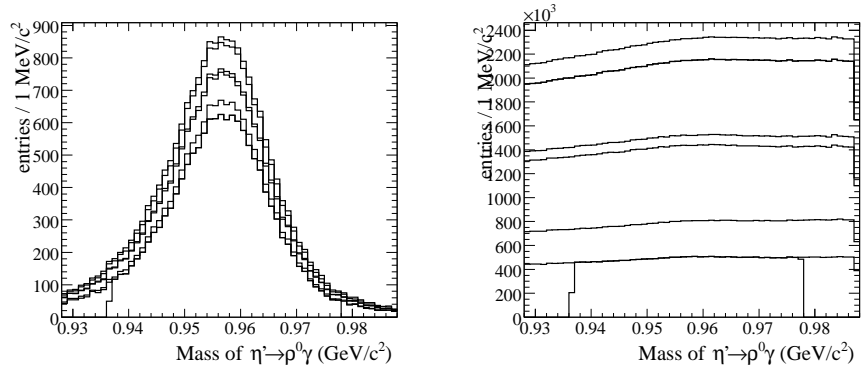


FIG. 3.24 – Distributions de masse des candidats $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ après les différentes sélections sur les *MC* signal (figure de gauche) et générique (figure de droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.

3.2.8 Sélection des mésons $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Les mésons K_S^0 représentent la moitié des K^0 et sont reconstruits dans le canal $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, qui correspond à presque 70 % des désintégrations du K_S^0 . La position du vertex de désintégration des candidats K_S^0 est calculée à partir de deux traces. En raison de leur long temps de vie ($c\tau = 2,6842$ cm), les K_S^0 peuvent se désintégrer à plusieurs centimètres du point d'interaction, aucune contrainte n'est donc appliquée sur la position du vertex (voir section 2.3.1, page 76).

Afin d'utiliser la distance de vol notable des K_S^0 pour lutter contre le bruit de fond, on définit la *signification de vol* F_{sig} (*Flight significance*) :

$$F_{sig} = \frac{L}{\sigma_L}, \quad (3.2.2)$$

où L est la distance de vol du K_S^0 dans le plan transverse (xy) et σ_L est l'incertitude sur L . La distribution de F_{sig} des candidats K_S^0 simulés dans les *MC* signal et générique est donnée à la figure 3.25, on observe qu'elle suit la loi de décroissance exponentielle du temps de vie des K_S^0 . Par comparaison avec le signal la distribution de F_{sig} pour le bruit est plus piquée sur 0.

L'étude de la reconstruction et de la sélection des K_S^0 est effectuée par un groupe spécialisé dans *BABAR* dit *Tracking Task Force*. Ce groupe de travail calcule les corrections d'efficacité des simulations par rapport aux données et les incertitudes systématiques associées. Les corrections d'efficacité sont calculées pour des listes de sélections standards et optimisées. En utilisant une des ces sélections standards, on garantit une correction d'efficacité précise et une erreur systématique faible.

Ainsi seuls sont gardés les candidats K_S^0 dont la signification de vol est supérieure à 5. Cette valeur, recommandée par le groupe de *Tracking*, est proche de celle donnée par l'optimisation de la signification statistique. Une sélection est également appliquée sur la *probabilité de vertex* des candidats K_S^0 . La probabilité de vertex exprime la qualité du vertex du K_S^0 reconstruits à partir des deux pions.

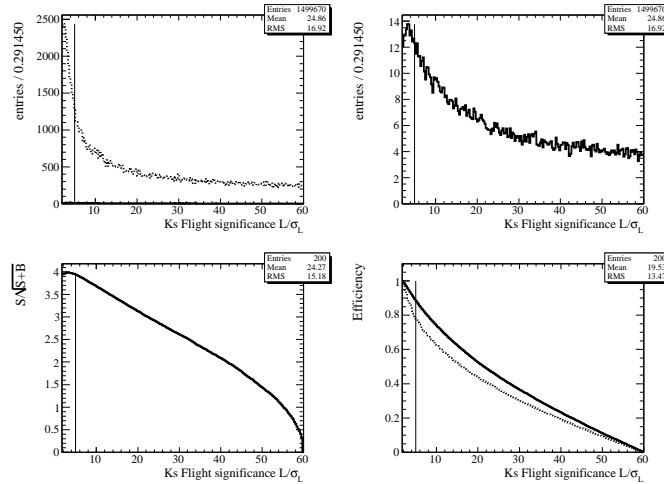


FIG. 3.25 – Distributions dans les simulations de la signification de vol F_{sig} pour le signal (ligne pleine) et le bruit (ligne pointillée). Voir la figure 3.4 pour la légende détaillée.

Enfin la distribution de masse du K_S^0 dans le *MC* signal est ajustée avec deux Gaussiennes de même valeur centrale. Le choix d'un ajustement avec 2 Gaussiennes est motivé par le fait qu'une partie des K_S^0 est reconstruit avec la *DCH* et le *SVT*, tandis qu'une autre partie des K_S^0 n'est reconstruit qu'à partir des informations de la *DCH* (si le K_S^0 s'est désintégré en dehors du *SVT*). Les résolutions de reconstruction des traces par la *DCH* et par le *SVT* étant différentes, la distribution de masse des K_S^0 reconstruits sera la somme de 2 Gaussiennes de résolutions différentes.

La distribution de masse des candidats $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ simulés dans le MC signal est donnée à la figure 3.26 et les paramètres issus de l’ajustement de cette distribution à la table 3.20.

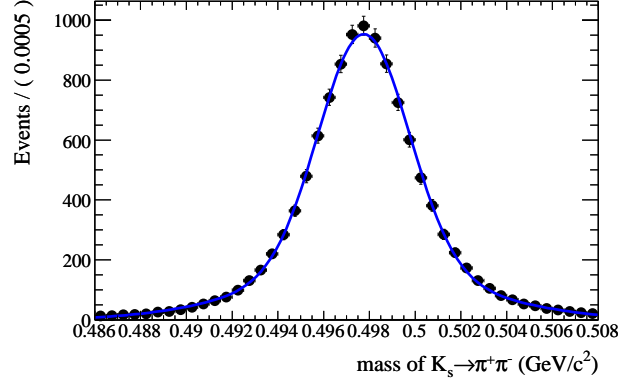


FIG. 3.26 – Ajustement par maximum de vraisemblance de deux Gaussiennes sur la distribution de masse dans le MC signal des candidats $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ issus de la désintégration $D^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$ après toutes les sélections.

TAB. 3.25 – Valeur centrale et largeur des deux Gaussiennes calculées par ajustement sur la distribution de masse des candidats $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ simulés dans les MC signaux (voir la figure 3.26). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/c ²)	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	PDG [28]
Valeur centrale 1	$498,20 \pm 0,05$	$487,648 \pm 0,022$
Largeur σ_1	$2,08 \pm 0,10$	$\sim 3,7 \cdot 10^{-12}$
Largeur σ_2	$5,05 \pm 0,40$	
fraction (2)/(1) (%)	$70,6 \pm 5,1$	

On ne conserve enfin que les candidats K_S^0 dont la masse se situe à moins de $2,5\sigma$ de la valeur centrale, la valeur prise pour σ étant celle de la Gaussienne la plus étroite dont la proportion est majoritaire. L’ensemble des sélections appliquées aux candidats K_S^0 et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.26 avec leur performance. L’efficacité de ces sélections sur respectivement les événements MC signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.27. On remarque que le bruit de fond est principalement constitué de vrais K_S^0 , ce qui limite le pouvoir de rejection du bruit pour les sélections appliquées aux K_S^0 .

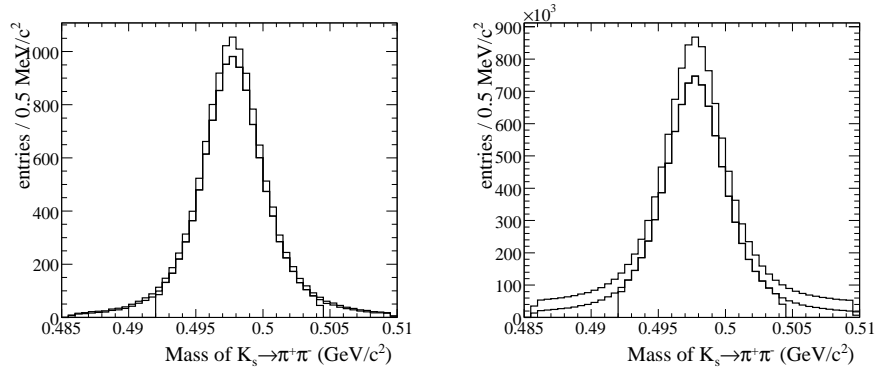


FIG. 3.27 – Distributions de masse des candidats $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ issus des désintégrations $D^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.

TAB. 3.26 – Résumé des sélections appliquées aux candidats $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Voir la table 3.19 pour la légende détaillée.

Variables	Filtrage préliminaire			
Prob. de vertex	$> 0,1 \%$			
Variables	Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	S/ $\sqrt{S+B}$
	filtrage préliminaire	100,0	100,0	3,649
L/σ_L	> 5	91,7	77,9	3,790
Masse des K_S^0	[493; 503,4] MeV/ c^2	93,6	91,1	3,717
	Total	85,8	70,9	

3.2.9 Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$

Le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ représente $3,82 \pm 0,07 \%$ [28] des désintégrations du méson D^0 . Étant reconstruit en deux traces de haute impulsion dont un kaon, l'acceptance et l'efficacité de détection de ce mode sont les plus élevées de tous les canaux du D^0 . Afin de diminuer le bruit de fond, des sélections sont appliquées sur l'impulsion transverse des pions, sur les critères d'identification des K^\pm et sur la probabilité de vertex des candidats D^0 . Afin que les traces utilisées pour reconstruire le D^0 soient clairement identifiées, on demande que l'angle d'incidence des traces chargées soit dans l'acceptance du détecteur Čerenkov (voir la relation (2.3.11)).

Enfin la distribution de masse du D^0 dans le MC signal est ajustée avec deux Gaussiennes de même valeur centrale. La largeur naturelle du D^0 est négligeable par rapport à la résolution de reconstruction de la masse (voir la table 3.27), la largeur de la distribution de masse des D^0 est donc dominée par la résolution sur la masse. Or cette résolution dépend entre autre de l'impulsion des traces et de l'angle d'incidence du D^0 et des traces. La résolution de la reconstruction de la masse du D^0 n'est donc une Gaussienne qu'au premier ordre.

La distribution de masse des candidats $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ simulés dans le MC signal est donnée à la figure 3.28 et les paramètres issus de l'ajustement de cette distribution à la table 3.27.

On ne conserve enfin que les candidats D^0 dont la masse se situe à moins de $2,5\sigma$ de la valeur centrale, la valeur prise pour σ étant celle de la Gaussienne la plus étroite et dont la proportion est majoritaire. L'ensemble des sélections appliquées aux candidats D^0 et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.28 avec leur performance. En particulier une sélection est appliquée par le filtrage préliminaire sur l'impulsion des candidats D^0 dans le référentiel du $\mathcal{T}(4S)$ ($p^*(D^0) > 1.1$ GeV/ c).

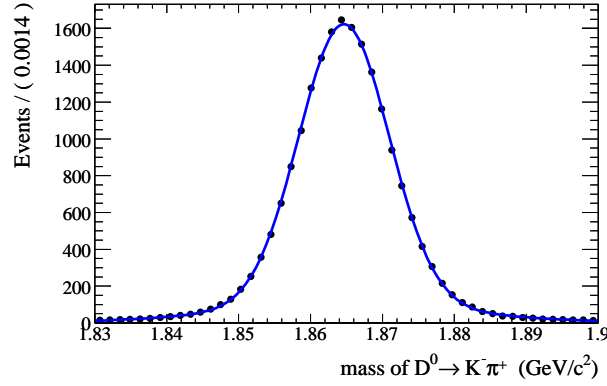


FIG. 3.28 – Ajustement par maximum de vraisemblance de deux Gaussiennes sur la distribution de masse dans le MC signal des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ après toutes les sélections.

TAB. 3.27 – Valeur centrale et largeur des deux Gaussiennes calculées par ajustement sur la distribution de masse des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ simulés dans les MC signaux (voir la figure 3.28). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/c ²)	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	PDG [28]
Valeur central	$1864,64 \pm 0,05$	$1864,84 \pm 0,17$
Largeur σ_1	$6,30 \pm 0,07$	$< 2 \times 10^{-9}$
Largeur σ_2	$17,32 \pm 0,10$	
fraction (2)/(1) (%)	$13,1 \pm 1,2$	

Les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ étant des processus à deux corps, l'impulsion p^* des particules $D^{(*)0}$ et h^0 est de l'ordre de 2 GeV/c. L'efficacité du critère ($P^*(D^0) > 1.1$ GeV/c) sur le signal est donc quasiment de 100 % et sert surtout à rejeter le bruit de fond combinatoire lors du filtrage préliminaire des candidats D^0 . L'efficacité de ces sélections sur respectivement les événements MC signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.29. La distribution de masse pour le bruit (figure de droite 3.29) révèle la présence de vrais mésons D^0 . En effet le processus $e^+ e^- \rightarrow c \bar{c}$ produit entre autre des mésons D^0 de haute impulsion dont la cinématique est proche de celle des D^0 produits dans les désintégrations à deux corps des mésons B . Ce bruit ne peut donc pas être efficacement soustrait à l'aide de sélections sur les candidats D^0 . Une étude particulière visant à la discrimination du bruit issu des événements $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$, $q \neq b$, sera effectuée plus tard.

TAB. 3.28 – Résumé des sélections appliquées aux candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Voir la table 3.19 pour la légende détaillée.

Variables	Filtrage préliminaire			
$DOCA\ K^\pm, \pi^\pm\ (x,y)$	$[-1,5; 1,5]\ \text{cm}$			
$DOCA\ K^\pm, \pi^\pm\ (z)$	$[-10; 10]\ \text{cm}$			
$P^*(D^0)_{T(4S)}$	$> 1,1\ \text{GeV}/c$			
$p_T(K^\pm)$	$< 10,0\ \text{GeV}/c$			
Variables	Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
	filtrage préliminaire	100,0	100,0	10,06
$p_T(\pi^\pm)$	$[0,4; 10,0]\ \text{GeV}/c$	90,5	73,0	10,63
Angle d'incidence $\theta(K^\pm)$	$[25,78^\circ; 146,10^\circ]$	92,3	85,6	10,60
$PID(K^\pm)$	$KLHTight$	95,5	77,7	11,48
Prob. de vertex	$> 0,1\ \%$	97,2	94,1	11,50
Masse des D^0	$[1848,9; 1880,4]\ \text{MeV}/c^2$	92,2	50,9	14,81
	Total	71,4	23,3	

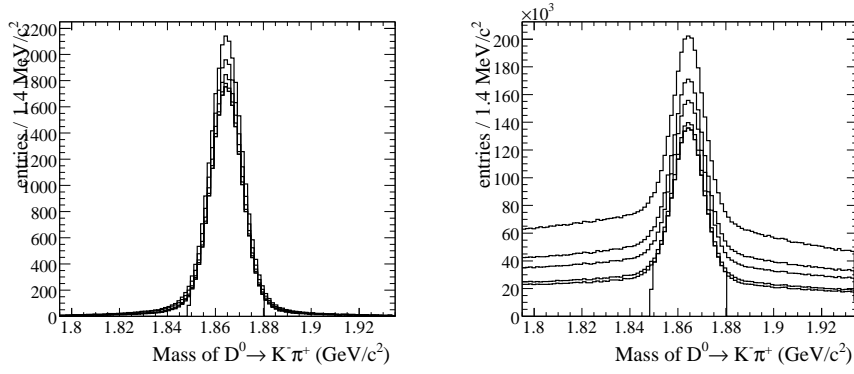


FIG. 3.29 – Distributions de masse des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.

3.2.10 Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$

Les candidats D^0 peuvent être reconstruits dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ par la combinaison de deux traces et deux photons reconstruits en un π^0 . Le rapport d'embranchement de ce canal ($\mathcal{BF} = (13,5 \pm 0,6) \%$ [28]) est plus de quatre fois supérieur à celui de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, mais, notamment à cause du π^0 , son acceptation est plus faible⁵ ainsi que sa résolution de masse.

Afin de diminuer le bruit, des sélections sont réalisées sur le critère d'identification des kaons chargés ainsi que sur la probabilité de vertex des candidats D^0 .

Le poids de Dalitz [113] : Le méson D^0 se désintègre vers l'état final $K^- \pi^+ \pi^0$ en passant par des résonances intermédiaires : $K^{*0}(892)$, $K^{*-}(892)$ et $\rho^+(770)$. Ces résonances peuvent servir à diminuer le bruit de fond. En effet dans l'espace des phase ($m_{K^- \pi^+}^2; m_{K^- \pi^0}^2$) de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, le bruit combinatoire sera uniforme tandis que le signal sera principalement regroupé autour des résonances. La rejection du bruit à l'aide des résonances intermédiaires requiert donc le calcul de la probabilité d'occupation de l'espace des phases ($m_{K^- \pi^+}^2; m_{K^- \pi^0}^2$) de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. Les quantités utilisées pour déterminer cette probabilité sont les masses invariantes des systèmes $\{K^- \pi^+\}$, $\{K^- \pi^0\}$ et $\{\pi^+ \pi^0\}$. On note i, j, k les trois particules ($i, j, k = K^-, \pi^0, \pi^+$). Soit une résonance R se désintégrant en deux filles d'indices i et j . On note θ_{ij}^* l'angle entre \vec{p}_i^* et \vec{p}_j^* dans le référentiel du centre de masse du système $k-i$ ($k = K^-, \pi^0, \pi^+$, $k \neq i, j$). A chaque résonance R est associée une amplitude de désintégration A_R :

$$A_R = \frac{C_R e^{i\frac{\phi_R \pi}{180}} \sqrt{\frac{\Gamma_R}{2\pi}} \cos \theta_{ij}^*}{m_R - m_{ij} - i\frac{\Gamma}{2}}, \quad (3.2.3)$$

Γ_R et m_R sont respectivement la largeur et la masse de R , issues de la version *PDG* de 2000. Enfin C_R et ϕ_R sont respectivement l'amplitude et la phase de la résonance. Tous ces paramètres ont été déterminés par l'expérience *E691* [125]⁶ et sont donnés dans la table 3.29.

TAB. 3.29 – Paramètres des résonances intermédiaires dans la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$.

Résonance	m_R (MeV/ c^2)	Γ_R (MeV/ c^2)	C_R	ϕ_R
$K^{*0}(892) \rightarrow K^- \pi^+$	896,10	50,70	3,19	-13°
$K^{*-}(892) \rightarrow K^- \pi^0$	891,66	50,80	2,96	68°
$\rho^+(770) \rightarrow \pi^+ \pi^0$	766,50	150,2	8,56	40 °

La partie non-résonante est prise comme référence avec l'amplitude $A_0 = 1$. Plus récemment la collaboration *CLEO* a mesuré les paramètres du plan de Dalitz de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ [126]. Les simulations de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ utilisées dans notre analyse ont été générées avec les paramètres mesurés par *E691*, qui sont suffisants pour cette étude. Nous n'utiliserons donc pas cette nouvelle paramétrisation.

Une densité de probabilité P , associée à la désintégration considérée, est calculée :

$$P_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0}(m_{K^- \pi^+}^2; m_{K^- \pi^0}^2) = |A_0 + A_{\bar{K}^{*0}} + A_{K^{*-}} + A_{\rho^+}|^2. \quad (3.2.4)$$

Cette densité de probabilité est convoluée avec une fonction de résolution formée par le produit de deux Gaussiennes \mathcal{G}_1 and \mathcal{G}_2 , qui représentent la précision expérimentale de la mesure de $m^2(K^- \pi^+)$ pour l'une et de $m^2(K^- \pi^0)$ pour la seconde. Leur résolution est une fonction affine du carré des masses des systèmes $\{K^- \pi^+\}$ and $\{K^- \pi^0\}$ [127] :

5. L'acceptance géométrique du détecteur pour un photon est d'environ 70 %, ce qui conduit à une acceptation de 50 % pour la détection de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

6. L'expérience *E691* eut lieu à Fermilab de 1983 à 1990 et avait pour objet l'étude des particules charmées. L'expérience consistait à projeter des photons d'environ 145 GeV sur une cible fixe de béryllium. L'analyse des particules produites était ensuite effectuée avec le *Tagged Photon Spectrometer* construit pour l'expérience *E516* et amélioré pour *E691*. La collaboration *E691* étudia environ 10000 événements charmés alors que les expériences similaires précédentes n'en avaient collecté guère plus de 100.

$$\sigma_{m^2(K^-\pi^+)} = 0,00095 + 0,0051 \times m^2(K^-\pi^+) \quad (3.2.5)$$

$$\sigma_{m^2(K^-\pi^0)} = -0,0053 + 0,023 \times m^2(K^-\pi^0) \quad (3.2.6)$$

La quantité finalement utilisée est le *Poids de Dalitz* (DW) qui exprime la propension d'un candidat $K^-\pi^+\pi^0$ à se trouver vers les zones de résonance dans le plan de Dalitz, c'est à dire à être issu d'un vrai D^0 :

$$\begin{aligned} DW(m^2(K^-\pi^+), m^2(K^-\pi^0)) &= (\mathcal{G}_1 \times \mathcal{G}_2) \otimes P_{D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0}(x, y) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{m^2(K^-\pi^+)}^2}} \exp\left\{-\frac{(x - m^2(K^-\pi^+))^2}{2\sigma_{m^2(K^-\pi^+)}^2}\right\} \times \\ &\quad \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{m^2(K^-\pi^0)}^2}} \exp\left\{-\frac{(y - m^2(K^-\pi^0))^2}{2\sigma_{m^2(K^-\pi^0)}^2}\right\} \times \\ &\quad P_{D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0}(x, y) \end{aligned}$$

La distribution du poids de Dalitz pour la simulation MC du signal et du bruit est donnée à la figure 3.30. Le bruit est majoritairement situé aux basses valeurs du poids de Dalitz (< 50) tandis que le signal est grossièrement plus uniforme et s'étend jusqu'à presque 300.

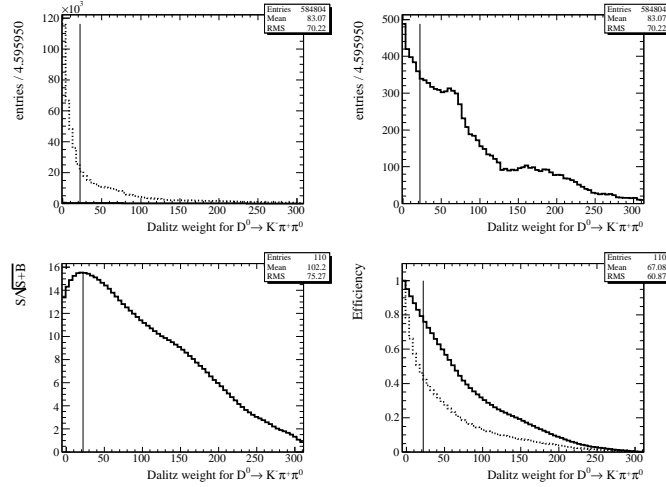


FIG. 3.30 – Distributions dans les simulations du poids de Dalitz pour le signal (ligne pleine) et le bruit (ligne pointillée). Voir la figure 3.4 pour la légende détaillée.

La figure 3.31 montre le plan de Dalitz de la désintégration $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ pour les simulations MC du signal et du bruit avant et après sélection sur le poids de Dalitz. On distingue nettement les 3 résonances (K^{*-} , K^{*0} , ρ^+) et la structure des distributions angulaires pour chaque résonance, leur désintégration étant en effet du point de vue du moment cinétique: Vecteur \rightarrow Scalaire + Scalaire. La figure 3.31 illustre clairement le rôle et le sens du poids de Dalitz : seules les régions correspondant aux résonances sont retenues. On remarque que le bruit comprend de vrais $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$.

Enfin la distribution de masse du D^0 dans le MC signal est ajustée avec une fonction de Novosibirsk modifiée afin de prendre en compte l'asymétrie à basse énergie due à la présence du π^0 dans l'état final.

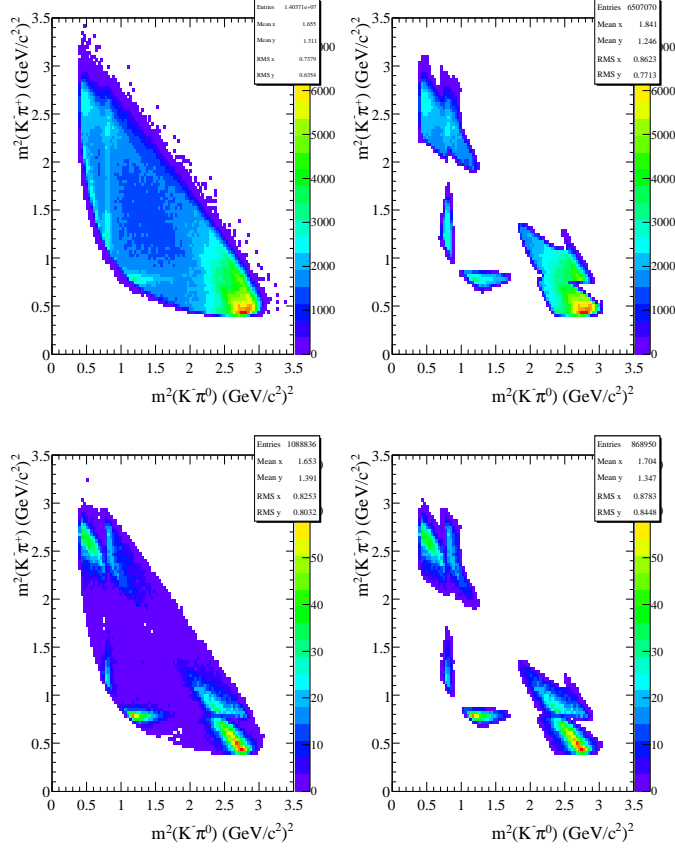


FIG. 3.31 – Plans de Dalitz de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ pour la simulation MC du bruit (figures du haut) et du signal (figure du bas), avant et après la coupure sur le poids de Dalitz (respectivement les figures gauche et droite).

La distribution de masse des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ simulés dans le MC signal est donnée à la figure 3.32 et les paramètres issus de l’ajustement de cette distribution à la table 3.30. On note que la résolution de la distribution de masse est presque deux fois plus faible que celle obtenue avec le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (voir figure 3.28 et table 3.27).

En raison de la perte d’énergie notable par le π^0 , la distribution de masse de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ présente une asymétrie importante aux basses valeurs. Nous appliquons par conséquent une coupure asymétrique sur la distribution de masse, en ne conservant que les candidats D^0 dont la masse reconstruite est comprise entre $+2,5\sigma$ et -3σ de la valeur centrale.

L’ensemble des sélections appliquées aux candidats D^0 et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.31 avec leur performance. L’efficacité de ces sélections sur respectivement les événements MC signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.33. On constate que les deux sélections les plus performantes sont celles sur le poids de Dalitz et sur la distribution de masse reconstruite. Comme dans le cas de la reconstruction de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (voir section 3.2.9), la distribution de masse pour le bruit (figure de droite 3.33) révèle la présence de vrais mésons D^0 majoritairement issus de collisions $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$.

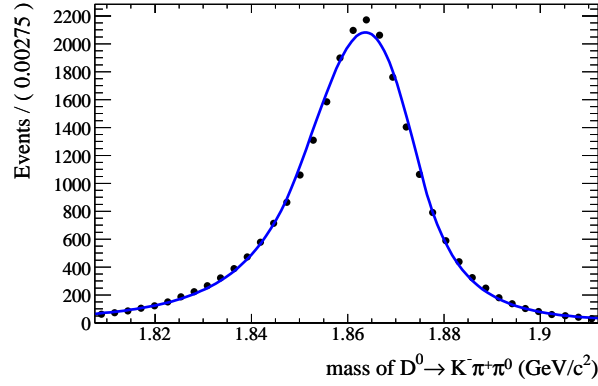


FIG. 3.32 – Ajustement par maximum de vraisemblance d’une fonction Novosibirsk modifiée de la distribution de masse dans le MC signal des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ issus de la désintégration du B^0 après toutes les sélections.

TAB. 3.30 – Valeur centrale et largeur de la fonction Novosibirsk modifiée calculée par ajustement sur la distribution de masse des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ simulés dans les MC signaux (voir la figure 3.32). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/c ²)	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	PDG [28]
Valeur centrale	$1863,65 \pm 0,02$	$1864,84 \pm 0,17$
Largeur σ	$11,19 \pm 0,02$	$< 2 \times 10^{-9}$

TAB. 3.31 – Résumé des sélections appliquées aux candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. Voir la table 3.19 pour la légende détaillée.

Variables	Filtrage préliminaire			
$DOCA\ K^\pm, \pi^\pm\ (x,y)$	$[-1,5; 1,5]\ \text{cm}$			
$DOCA\ K^\pm, \pi^\pm\ (z)$	$[-10; 10]\ \text{cm}$			
$p_T(K^\pm, \pi^\pm)$	$< 10,0\ \text{GeV}/c$			
$P^*(D^0)_{\mathcal{R}(4S)}$	$> 1,1\ \text{GeV}/c$			
Variables	Sélections	Eff(signal) %	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
	filtrage préliminaire	100,0	100,0	3,56
Sélections sur π^0	voir section 3.2.1	85,4	54,3	4,13
Angle d’incidence $\theta(K^\pm)$	$[25,78^\circ; 146,10^\circ]$	93,0	86,3	4,14
$PID(K^\pm)$	$KLHTight$	85,5	58,3	4,63
Prob. de vertex	$> 0,5\ \%$	90,8	80,0	4,70
Poids de Dalitz	> 22	79,2	38,8	5,97
Masse des D^0	$[1830,1; 1891,6]\ \text{MeV}/c^2$	91,0	33,9	9,33
	Total	44,4	2,9	

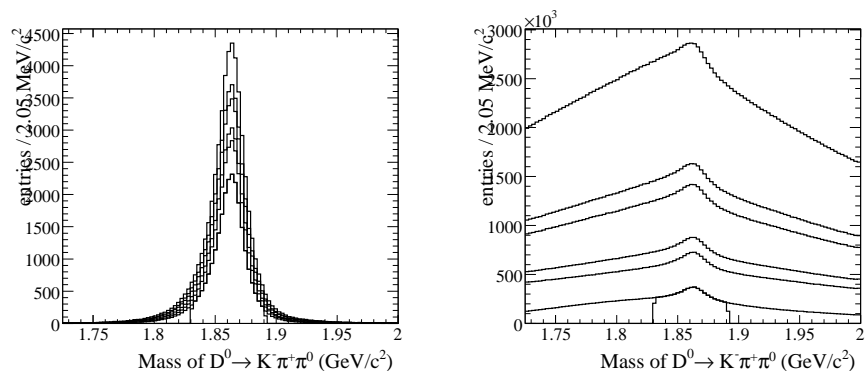


FIG. 3.33 – Distributions de masse des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.

3.2.11 Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Les mésons D^0 sont aussi reconstruits dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ($\mathcal{BF} = (7,70 \pm 0,25) \%$ [28]) en associant quatre traces. La multiplicité élevée de ce mode le rend particulièrement sensible au bruit de fond en pions chargés, abondamment produits par *PEP-II*. Afin de réduire le bruit, nous appliquons des sélections sur l'impulsion transverse des pions, sur les critères d'identification des kaons et sur la probabilité de vertex du candidat D^0 . La figure 3.34 illustre la discrimination K^\pm/π^\pm pour les candidats kaons.

De même, la sélection sur la probabilité de vertex du D^0 est bien plus performante dans la lutte contre le bruit combinatoire que dans le cas de la reconstruction du mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. La probabilité de vertex exprime en effet la probabilité que les traces aient un vertex commun. Pour les candidats D^0 issus de la combinatoire et dont les traces n'ont pas de vertex commun, la distribution de probabilité sera piquée à 0, alors que pour de vrais D^0 la distribution sera plate. Dans le cas de la reconstruction du mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$, quatre traces doivent avoir un vertex commun, ainsi la probabilité que quatre traces du bruit se rejoignent est plus faible que dans le cas de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ qui ne compte que deux traces.

Après toutes les sélections, la distribution de masse du D^0 dans le MC signal est ajustée avec deux Gaussiennes de même valeur centrale. La résolution sur la masse reconstruite n'étant Gaussienne qu'au premier ordre (voir la section 3.2.9).

La distribution de masse des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ simulés dans le MC signal est donnée à la figure 3.35 et les paramètres issus de l'ajustement de cette distribution à la table 3.32. On remarque que la précision sur la masse est plus grande que pour le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, en effet les traces issues de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ont une impulsion plus faible et donc un rayon de courbure plus petit. La mesure des paramètres de ces traces sera donc plus précise (voir l'équation 2.3.1 à la page 77). En outre la reconstruction du vertex du D^0 est plus précise avec quatre traces qu'avec deux.

On ne conserve enfin que les candidats D^0 dont la masse se situe à moins de $2,5\sigma$ de la valeur centrale, la valeur prise pour σ étant celle de la Gaussienne la plus étroite. L'ensemble des sélections appliquées aux candidats D^0 et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.33 avec leur performance. L'efficacité de ces sélections sur respectivement les événements MC signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.36.

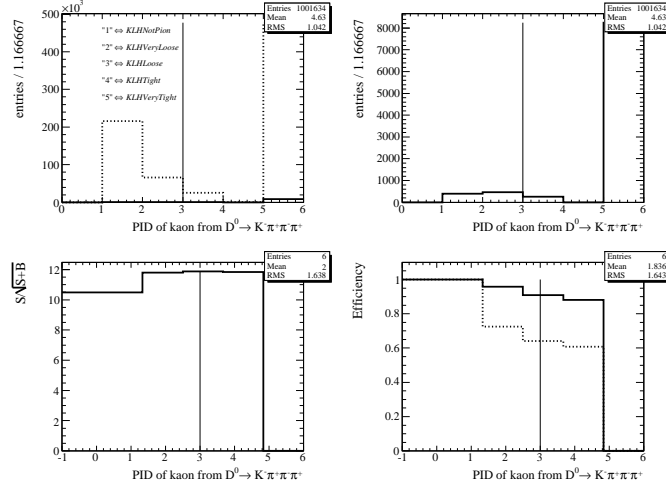


FIG. 3.34 – Distributions dans les simulations des différents critères d'identification des kaons chargés issus de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ pour le signal (ligne pleine) et le bruit (ligne pointillée). Voir la figure 3.4 pour la légende détaillée.

TAB. 3.32 – Valeur centrale et largeur des deux Gaussiennes calculées par ajustement sur la distribution de masse des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ simulés dans les MC signaux (voir la figure 3.35). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/c ²)	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	PDG [28]
Valeur central	$1864,65 \pm 0,04$	$1864,84 \pm 0,17$
Largeur σ_1	$4,49 \pm 0,05$	$< 2 \times 10^{-9}$
Largeur σ_2	$14,79 \pm 0,04$	
fraction (2)/(1) (%)	$17,50 \pm 0,08$	

TAB. 3.33 – Résumé des sélections appliquées aux candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$. L'efficacité sur les simulations signaux et génériques MC est donnée pour les sélections développées après le filtrage préliminaire. La ligne filtrage préliminaire indique l'état de l'échantillon d'événements étudié après le filtrage préliminaire (skim) et la reconstruction. L'efficacité de toutes les sélections appliquées ensuite (ligne Total) est définie par référence à cet état.

Variables	Filtrage préliminaire			
$DOCA K^\pm, \pi^\pm (x,y)$	$[-1,5; 1,5]$ cm			
$DOCA K^\pm, \pi^\pm (z)$	$[-10; 10]$ cm			
$P^*(D^0)_{\gamma(4S)}$	$> 1,1$ GeV/c			
$p_T(K^\pm)$	$< 10,0$ GeV/c			
Variables	Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
	filtrage préliminaire	100,0	100,0	3,97
$p_T(\pi^\pm)$	$[0,1; 10,0]$ GeV/c	92,3	84,3	4,00
Angle d'incidence $\theta(K^\pm)$	$[25,78^\circ; 146,10^\circ]$	94,0	86,0	4,05
$PID(K^\pm)$	$KLHLoose$	88,3	64,3	4,46
Prob. de vertex	$> 0,5$ %	88,3	70,2	4,70
Masse des D^0	$[1853,4; 1875,9]$ MeV/c ²	88,4	20,9	9,08
Total		59,8	6,8	

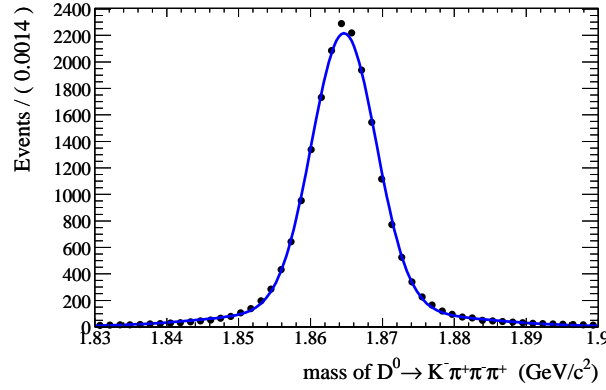


FIG. 3.35 – Ajustement par maximum de vraisemblance de deux Gaussiennes sur la distribution de masse dans le MC signal des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ après toutes les sélections.

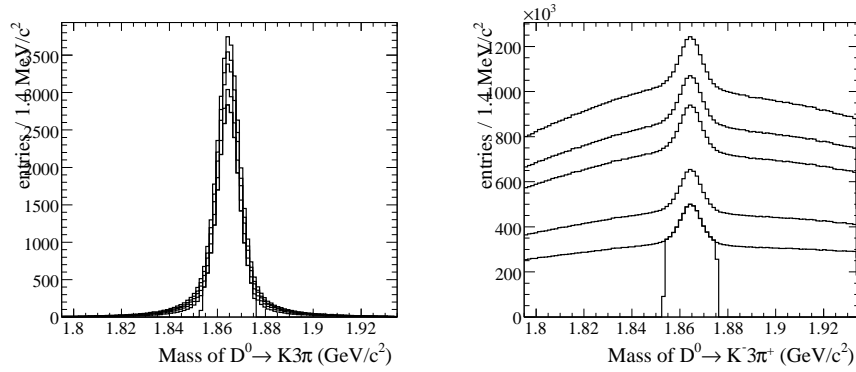


FIG. 3.36 – Distributions de masse des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.

3.2.12 Sélection des mésons $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$

Les mésons D^0 sont aussi reconstruits dans le canal $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$ en associant quatre traces dont deux sont combinées en un K_S^0 . Ce canal ne représente que $(2,88 \pm 0,19) \%$ [28] des désintégrations du D^0 , par ailleurs la multiplicité élevée en pions de l'état final induit un bruit de fond important que l'absence de kaon chargé empêche de rejeter à l'aide du *PID*. En outre la dynamique de ce canal est bien plus complexe que dans le cas de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, avec plus d'une quinzaine de résonances. Ainsi bien que le plan de Dalitz de $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$ ait été étudié en détail, le calcul d'un poids de Dalitz (voir la section 3.2.10) serait délicat.

Les candidats D^0 sont reconstruits en associant deux traces et un candidat K_S^0 devant satisfaire les sélections décrites à la section 3.2.8, page 119. Des sélections sont ensuite appliquées sur l'impulsion transverse des pions et sur la probabilité de vertex des candidats D^0 .

Après toutes les sélections, la distribution de masse du D^0 dans le MC signal est ajustée avec deux Gaussiennes de même valeur centrale. La résolution sur la masse reconstruite n'étant Gaussienne qu'au premier ordre (voir la section 3.2.9). La distribution de masse des candidats $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$ simulés dans le MC signal est donnée à la figure 3.37 et les paramètres issus de l'ajustement de cette distribution à la table 3.34.

On ne conserve enfin que les candidats D^0 dont la masse se situe à moins de $2,5\sigma$ de la

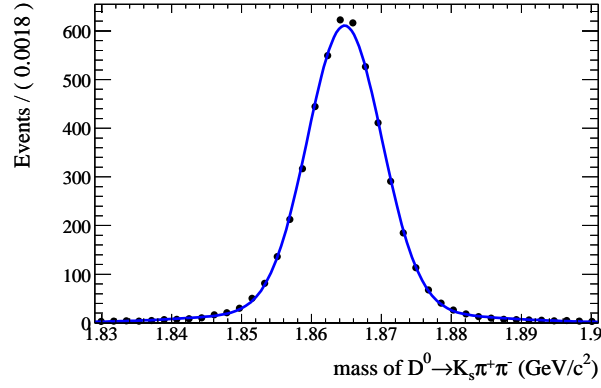


FIG. 3.37 – Ajustement par maximum de vraisemblance de deux Gaussiennes sur la distribution de masse dans le MC signal des candidats $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$ après toutes les sélections.

TAB. 3.34 – Valeur centrale et largeur des deux Gaussiennes calculées par ajustement sur la distribution de masse des candidats $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$ simulés dans les MC signaux (voir la figure 3.37). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/c ²)	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	PDG [28]
Valeur central	$1865,73 \pm 0,09$	$1864,84 \pm 0,17$
Largeur σ_1	$5,31 \pm 0,10$	$< 2 \times 10^{-9}$
Largeur σ_2	$15,84 \pm 1,30$	
fraction (2)/(1) (%)	$11,76 \pm 1,71$	

valeur centrale, la valeur prise pour σ étant celle de la Gaussienne la plus étroite. L'ensemble des sélections appliquées aux candidats D^0 et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.35 avec leur performance. L'efficacité de ces sélections sur respectivement les événements MC signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.38.

TAB. 3.35 – *Résumé des sélections appliquées aux candidats $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$. L'efficacité sur les simulations signaux et génériques MC est donnée pour les sélections développées après le filtrage préliminaire. La ligne filtrage préliminaire indique l'état de l'échantillon d'événements étudié après le filtrage préliminaire (skim) et la reconstruction. L'efficacité de toutes les sélections appliquées ensuite (ligne Total) est définie par référence à cet état.*

Variables	Filtrage préliminaire			
$DOCA \pi^\pm (x,y)$	$[-1,5; 1,5]$ cm			
$DOCA \pi^\pm (z)$	$[-10; 10]$ cm			
$P^*(D^0)/r(4S)$	$> 1,1$ GeV/c			
Variables	Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
	filtrage préliminaire	100,0	100,0	2,14
Sélection sur K_S^0	voir section 3.2.8	86,6	71,4	2,20
$p_T(\pi^\pm)$	$[0,120; 10,0]$ GeV/c	95,0	92,3	2,17
Prob. de vertex	$> 0,5$ %	93,2	82,4	2,23
Masse des D^0	$[1852,5; 1879]$ MeV/c ²	91,9	20,9	4,47
Total		70,5	11,4	

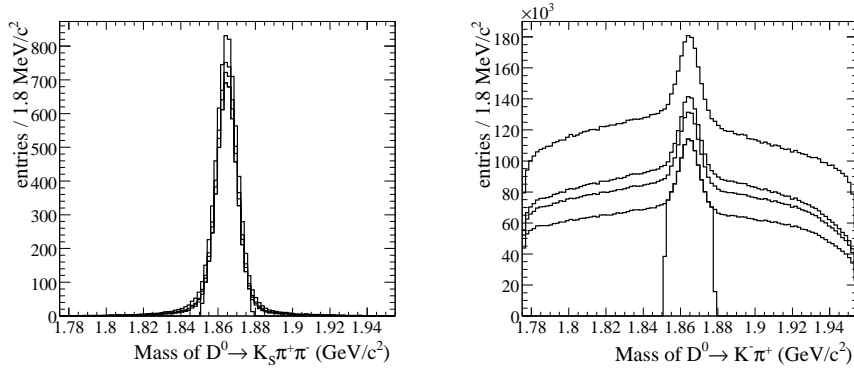


FIG. 3.38 – *Distributions de masse des candidats $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite). L'ordre des sélections successives est celui donné dans la table d'efficacité.*

3.2.13 Sélection des mésons $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$

Les mésons D^{*0} peuvent être reconstruits dans leurs deux seuls modes de désintégration : $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ ($\mathcal{BF} = (61,9 \pm 2,9) \%$) et $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ ($\mathcal{BF} = (38,1 \pm 2,9) \%$). Dans toute la suite de ce travail, nous nous référerons à la *différence de masse du D^{*0}* comme étant la quantité :

$$\Delta m_{D^{*0}} = \text{masse}(D^{*0}) - \text{masse}(D^0)_{\text{contraint}}. \quad (3.2.7)$$

Dans le cas du mode $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$, la masse non nulle du pion induit par conservation de l'énergie une forte contrainte sur l'espace de phase : la différence de masse du D^{*0} ne pourra pas en effet avoir une valeur inférieure à environ $135 \text{ MeV}/c^2$. Cette contrainte n'existe pas pour le mode $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$, en outre pour $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ la masse du candidat π^0 est fixée à la valeur nominale, ce qui augmente la résolution de $\Delta m_{D^{*0}}$. Nous nous attendons par conséquent à obtenir pour la variable $\Delta m_{D^{*0}}$ une résolution plus grande et moins de bruit dans $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ que dans $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$.

Le mode $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ est reconstruit en associant un candidat D^0 et un candidat π^0 . Les candidats D^0 peuvent être reconstruits dans l'un des quatre modes et doivent satisfaire les sélections correspondantes :

- $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ (voir section 3.2.9, page 121),
- $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ (voir section 3.2.10, page 124),
- $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ (voir section 3.2.11, page 128),
- $D^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$ (voir section 3.2.12, page 130).

En raison de la différence entre la masse nominale des mésons D^0 et D^{*0} , proche de la valeur de la masse du π^0 ,

$$m(D^{*0})_{PDG} - m(D^0) = 142,12 \pm 0,07 \text{ MeV}/c^2 [28],$$

le candidat π^0 doit être de faible énergie et satisfaire les sélections associées décrites au paragraphe 3.2.1, page 97 (voir la table 3.8).

En raison de la forme fortement non Gaussienne de $\Delta m_{D^{*0}}$, la méthode utilisée sur toutes les résonances intermédiaires (à savoir ajustement de la distribution de masse et coupure à $\pm 2,5\sigma$) conduit à une sélection "serrée" avec une efficacité sur le signal de 85 %. Une coupure à $\pm 2,5\sigma$ sur une distribution Gaussienne conserve 95,5 % des événements, nous allons ainsi définir une *largeur effective* σ_{eff} pour la distribution de $\Delta m_{D^{*0}}$. Partant du pic de la distribution, nous agrandissons symétriquement la région sélectionnée jusqu'à ce qu'elle inclue 95,5 % de la distribution. Cette méthode conduit à une largeur effective de $\sigma_{eff} = 1,7 \text{ MeV}/c^2$ pour une valeur centrale de $142,12 \text{ MeV}/c^2$. Les candidats D^{*0} reconstruits dans le canal $D^0\pi^0$ sont retenus si leur masse est à moins de $2,5\sigma_{eff}$ autour de la valeur centrale.

L'ensemble des sélections appliquées aux candidats D^{*0} et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.36 avec leur performance. L'efficacité de ces sélections sur respectivement les événements *MC* signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.39.

TAB. 3.36 – *Résumé des sélections appliquées aux candidats $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$. L'efficacité sur les simulations signaux et génériques MC est donnée pour les sélections développées après le filtrage préliminaire. La ligne filtrage préliminaire indique l'état de l'échantillon d'événements étudié après le filtrage préliminaire (skim) et la reconstruction. L'efficacité de toutes les sélections appliquées ensuite (ligne Total) est définie par référence à cet état.*

Variables	Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
	filtrage préliminaire	100,0	100,0	1,46
Sélections sur D^0	voir sections 3.2.9, 3.2.10, 3.2.11 et 3.2.12	53,5	5,1	3,46
Sélections sur π^0	voir section 3.2.1	94,7	85,5	3,55
$\Delta m_{D^{*0}}$	[137,9; 146,4] MeV/ c^2	97,2	63,7	4,32
	Total	49,3	2,8	

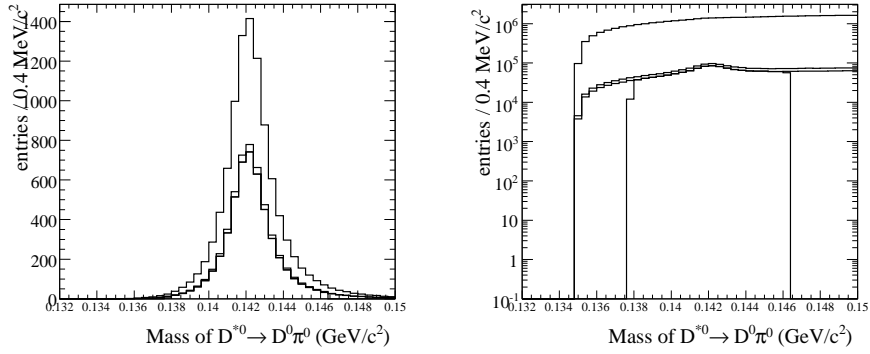


FIG. 3.39 – *Distributions de la différence de masse $\Delta m_{D^{*0}}$ des candidats $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite).*

3.2.14 Sélection des mésons $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$

Le mode $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ a un rapport d'embranchement plus faible que $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ et ne bénéficie pas comme $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ de la contrainte sur l'espace de phase apportée par la masse du π^0 . En outre, la présence d'un photon seul dans l'état final rend la reconstruction du canal $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ très sensible au bruit causé par les π^0 , comme dans le cas de la reconstruction du mode $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$ (voir section 3.2.7, page 117). Ce mode de désintégration du D^{*0} souffre donc à la fois d'un bruit élevé et d'une résolution de masse faible. Afin de diminuer le bruit, une sélection est appliquée sur l'énergie du photon γ et un veto contre les π^0 , similaire à celui développé pour $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$, est appliqué aux candidats γ issus du D^{*0} .

La distribution de la différence de masse du D^{*0} dans le MC signal est ensuite ajustée avec une fonction de Novosibirsk modifiée afin de prendre en compte l'asymétrie à basse énergie due à la présence du γ dans l'état final.

La distribution de masse des candidats $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ simulés dans le MC signal est donnée à la figure 3.40 et les paramètres issus de l'ajustement de cette distribution à la table 3.37.

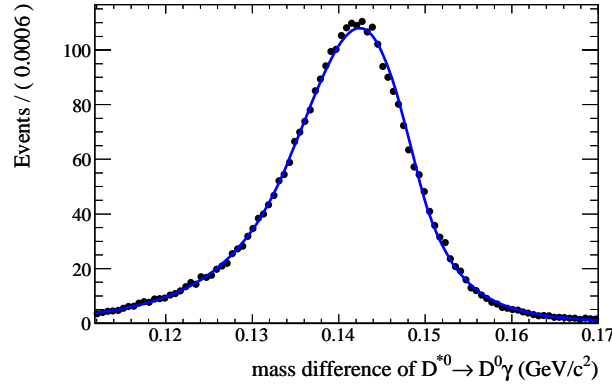


FIG. 3.40 – Ajustement par maximum de vraisemblance d'une fonction Novosibirsk modifiée de la distribution de masse dans le MC signal des candidats $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ issus de la désintégration du B^0 après toutes les sélections.

TAB. 3.37 – Valeur centrale et largeur de la fonction Novosibirsk modifiée calculée par ajustement sur la distribution de masse des candidats $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ simulés dans les MC signaux (voir la figure 3.40). Les incertitudes données sont statistiques.

Paramètres (MeV/c^2)	$D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$	<i>PDG</i> [28]
Valeur centrale	$142,40 \pm 0,73$	$142,12 \pm 0,07$
Largeur σ	$6,68 \pm 0,07$	$< 2,1$

Finalement ne sont conservés que les candidats D^{*0} dont la différence de masse $\Delta m_{D^{*0}}$ est comprise entre -3 et $+2,5\sigma$ autour de la valeur centrale.

L'ensemble des sélections appliquées aux candidats D^{*0} et à leurs filles est compilé dans le tableau 3.38 avec leur performance. L'efficacité de ces sélections sur respectivement les événements MC signaux et génériques est illustrée par les distributions de masse successives à la figure 3.41. Par comparaison avec les distributions de la figure 3.39, on remarque que, comme attendu, les distributions de $\Delta m_{D^{*0}}$ pour $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ ne présente pas la contrainte d'espace de phase à environ $135 \text{ MeV}/c^2$.

TAB. 3.38 – *Résumé des sélections appliquées aux candidats $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$. L'efficacité sur les simulations signaux et génériques MC est donnée pour les sélections développées après le filtrage préliminaire. La ligne filtrage préliminaire indique l'état de l'échantillon d'événements étudié après le filtrage préliminaire (skim) et la reconstruction. L'efficacité de toutes les sélections appliquées ensuite (ligne Total) est définie par référence à cet état.*

Variables	Filtrage préliminaire			
$LAT(\gamma)$	$< 0,8$			
Variables	Sélections	Eff(signal)%	Eff(bruit) %	$S/\sqrt{S+B}$
	filtrage préliminaire	100,0	100,0	0,74
Sélections sur D^0	cf. sections 3.2.9, 3.2.10, 3.2.11, 3.2.12	53,0	4,5	1,83
Angle d'incidence $\theta(\gamma)$	$> 21,19^\circ$	98,2	93,4	1,86
Énergie des γ	$> 0,200 \text{ GeV}/c$	90,6	77,5	1,92
Véto contre π^0	oui	86,7	65,2	2,06
$\Delta m_{D^{*0}}$	$[125,7,5; 158,9] \text{ MeV}/c^2$	94,2	64,6	2,41
	Total	38,5	1,4	

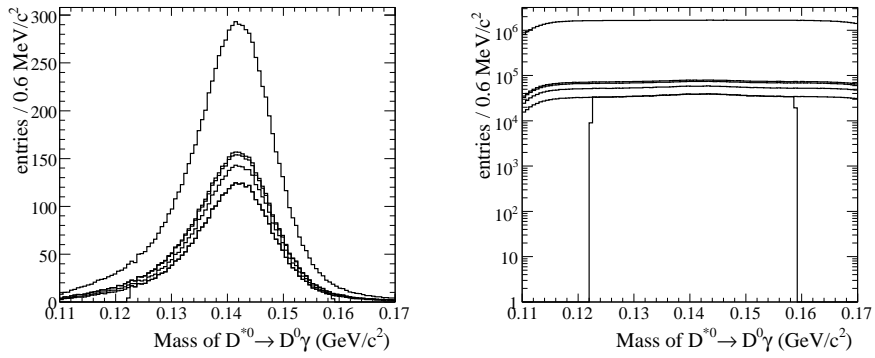


FIG. 3.41 – *Distributions de la différence de masse $\Delta m_{D^{*0}}$ des candidats $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ après les différentes sélections sur les MC signal (figure de gauche) et générique (figure de droite).*

3.3 La sélection des événements $B\bar{B}$

Les sélections sur les résonances intermédiaires, π^0 , D^0 , K_S^0 , ..., présentées précédemment sont utilisées pour reconstruire de façon exclusive les modes de désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$ ou η' . Un méson D^0 (respectivement D^{*0}) est combiné avec un méson h^0 pour former un candidat $\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$ (respectivement $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0$). Les particules composites intermédiaires ($\pi^0, \eta, D^0, K_S^0, \dots$) ont leurs paramètres ajustés pour que leur masse soit égale à la valeur mondiale calculée par le *PDG* [28], et on s'assure qu'aucune trace chargée ou aucun photon ne soit utilisé plusieurs fois dans le même candidat B .

Cette section explique les principes généraux employés dans la reconstruction des mésons B et les méthodes de rejection du bruit issu des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. La dernière partie traitera de la sélection des canaux supprimés de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ et de la discrimination du bruit issu des autres désintégrations du B .

3.3.1 Les variables cinématiques m_{ES} et ΔE

Les mésons B sont exclusivement produits dans l'expérience *BABAR* par le processus $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$. Par conservation de l'énergie, chaque B emporte donc dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ exactement la moitié de l'énergie. Puisque le quadri-vecteur du $\Upsilon(4S)$ est connu avec une bonne précision à travers l'énergie des faisceaux e^\pm , on peut utiliser la moitié de son énergie et la substituer à l'énergie du candidat B . Utilisant cette caractéristique propre aux usines à B , deux variables cinématiques peu corrélées sont définies pour caractériser les mésons B .

La masse à énergie substituée m_{ES}

La masse invariante d'un candidat B est définie comme suit :

$$m_B = \sqrt{E_B^2 - |\vec{p}_B|^2}, \quad (3.3.1)$$

où E_B est la somme des énergies mesurées des particules neutres et chargées dans la chaîne de désintégration du B . Le vecteur \vec{p}_B est la somme des impulsions mesurées de ces particules. La résolution sur m_B calculée de cette façon est de l'ordre de 20 MeV/ c^2 . Pour améliorer la précision sur cette variable, on utilise le fait que l'énergie-impulsion des faisceaux : $(E_0, \vec{p}_0) = (E_{e^+} + E_{e^-}, \vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})$, soit connue avec une très bonne précision. L'énergie E_B s'écrit alors, en fonction des paramètres des faisceaux :

$$E_B = \frac{1}{E_0} \left(\frac{s}{2} + \vec{p}_0 \cdot \vec{p}_B \right), \quad (3.3.2)$$

où s est le carré de l'énergie dans le centre de masse de la collision e^+e^- . En substituant cette expression de E_B dans l'équation 3.3.1, on obtient l'expression de la masse du B avec la contrainte de l'énergie du faisceau appelée m_{ES} dans *BABAR* (pour *Energy Substituted Mass*⁷) :

$$m_{ES} = \sqrt{\left(\frac{1}{E_0} \left(\frac{s}{2} + \vec{p}_0 \cdot \vec{p}_B \right) \right)^2 - |\vec{p}_B|^2}. \quad (3.3.3)$$

La seule quantité reconstruite utilisée est l'impulsion \vec{p}_B . Les paramètres de m_{ES} sont très stables et dépendent peu du canal de désintégration avec une moyenne proche de la valeur nominale de la masse des B ($m_{B^0} = 5279,50 \pm 0,33$ MeV/ c^2 , $m_{B^+} = 5279,31 \pm 0,31$ MeV/ c^2) et une résolution d'environ 3 MeV/ c^2 . Par comparaison avec la masse invariante reconstruite uniquement avec les quadri-vecteurs des particules filles, la résolution est dix fois plus élevée, c'est un avantage

7. Dans l'expérience Belle, cette variable est appelée m_{bc} pour *Beam Constrained Mass*.

fort des collisionneurs e^+e^- à l' $\Upsilon(4S)$ ⁸. La figure 3.43 montre la distribution typique de m_{ES} pour le canal de désintégration $B^- \rightarrow D^0\pi^-$ dans les données. La partie combinatoire de la distribution de m_{ES} est ajustée avec une fonction empirique dite *d'Argus* d'expression⁹ :

$$A(m_{ES}, m_0, \xi, \alpha) = \alpha \cdot m_{ES} \sqrt{1 - \left(\frac{m_{ES}}{m_0}\right)^2} \times \exp\left(\xi \left(1 - \left(\frac{m_{ES}}{m_0}\right)^2\right)\right), \quad (3.3.4)$$

où m_0 est le point d'arrêt de l'espace des phases et est lié à l'énergie moyenne des faisceaux (5,29 GeV/c²), α est le paramètre de normalisation et ξ est le paramètre décrivant la forme de la distribution. La figure 3.42 donne un exemple d'une forme typique de la distribution d'Argus.

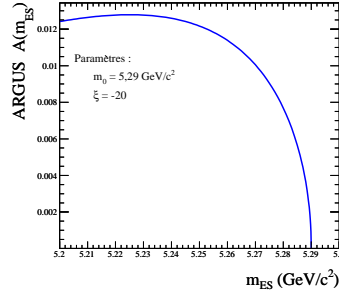


FIG. 3.42 – Distribution d'Argus.

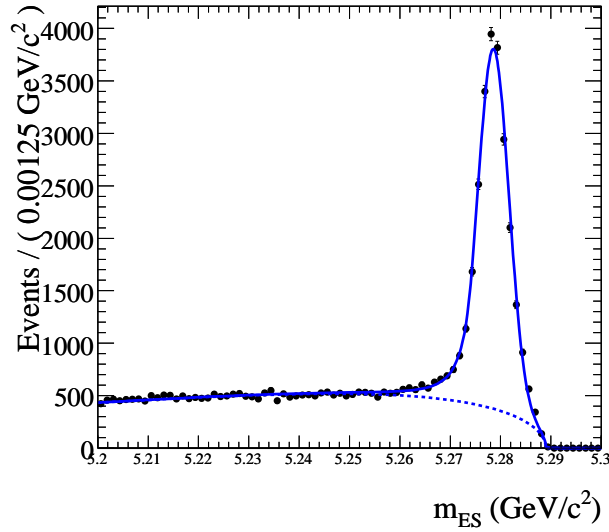


FIG. 3.43 – Distribution de la variable m_{ES} pour la désintégration $B^- \rightarrow D^0\pi^-$. On distingue le pic de masse formé par les candidats B , le bruit combinatoire plat et la contrainte d'espace des phase à 5,29 GeV/c² due à l'énergie des faisceaux.

8. Cette caractéristique se retrouve aussi entre autre dans l'expérience *CLEO-c* qui étudie les propriétés des mésons charmés avec les collisions e^+e^- dans l'accélérateur *CESR*. L'énergie dans le centre de masse est réglée sur le pic de la résonance $\psi(3770)$ qui se désintègre en une paire $D\bar{D}$ dans environ 85 % des cas, ce qui permet de définir des variables similaires à m_{ES} et ΔE .

9. Le nom de cette fonction vient de l'expérience *ARGUS* qui l'a développée pour décrire le fond combinatoire dans la distribution de masse des mésons B .

La différence d'énergie ΔE

La seconde variable cinématique, notée ΔE , est la différence dans le référentiel du centre de masse de $\Upsilon(4S)$ entre l'énergie reconstruite du B et la moitié de l'énergie disponible dans le centre de masse :

$$\Delta E = E_B^* - \frac{\sqrt{s}}{2} = \frac{E_0 E_B - \vec{p}_0 \cdot \vec{p}_B - \frac{s}{2}}{\sqrt{s}}. \quad (3.3.5)$$

Pour de vrais B la distribution de ΔE est donc centrée en 0. Sa résolution dépend du mode de désintégration considéré. De manière générale, la présence de photons dans la chaîne de désintégration dégrade la résolution, l'effet est cependant moins prononcé dans le cas de photons de plus basse énergie. D'autre part, plus la multiplicité en traces chargées est importante, plus grande est la précision sur ΔE . La figure 3.44 illustre ce fait pour les deux canaux

$\bar{B}^0 \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-)\omega(\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ (soit au moins 6 traces et 2 photons dans l'état final) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(\rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+\pi^0)\pi^0)\pi^0(\rightarrow \gamma\gamma)$ (soit au moins 2 traces et 6 photons dans l'état final).

La résolution dépend également de l'énergie des photons et, dans le cas de désintégrations $\pi^0/\eta \rightarrow \gamma\gamma$, de l'angle d'ouverture entre les deux photons.

On note également que la distribution de ΔE du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$ de la figure 3.44 présente une queue notable aux basses valeurs de ΔE alors que pour $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$ la distribution est plus symétrique. Cette queue s'explique par la perte d'énergie des photons lors leur interaction dans la matière inactive du détecteur. Une description plus détaillée de cet effet et de ses conséquences est donnée à l'annexe B.

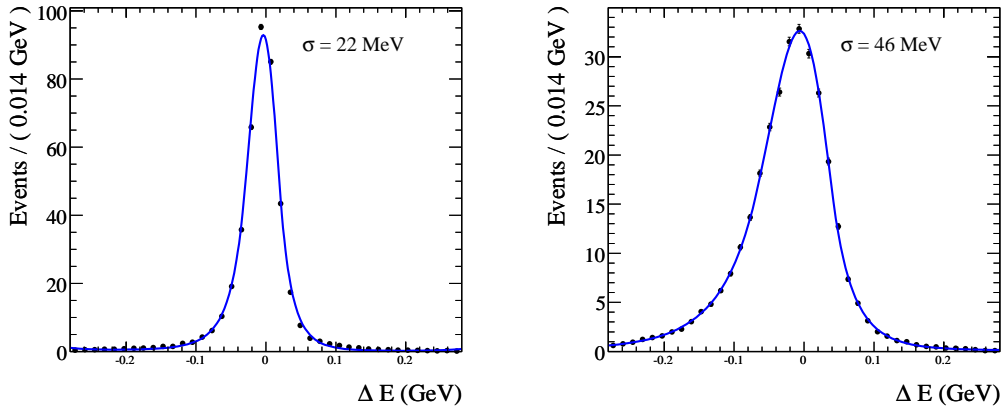


FIG. 3.44 – Distributions de la différence d'énergie ΔE dans les simulations des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-)\omega(\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ (figure de gauche) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(\rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+\pi^0)\pi^0)\pi^0(\rightarrow \gamma\gamma)$ (figure de droite).

3.3.2 Les variables topologiques

Les variables topologiques décrivent la forme géométrique de l'événement e^+e^- et servent principalement à rejeter le fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q \neq b$.

La contribution la plus importante au bruit de fond provient des processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q \neq b$, ainsi dans l'analyse précédemment faite par BABAR [82] ces événements comptaient pour presque 70 % du bruit de fond dans la région du signal. A titre d'exemple la figure 3.45 montre la distribution en ΔE pour $m_{ES} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$ des données obtenue dans l'analyse précédente avec le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta(\gamma\gamma)$. On remarque que dans la zone de signal (*i.e.* $|\Delta E| < 100 \text{ MeV}$) le bruit de fond est majoritairement composé d'événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ avec $q = u, d, s, c$.

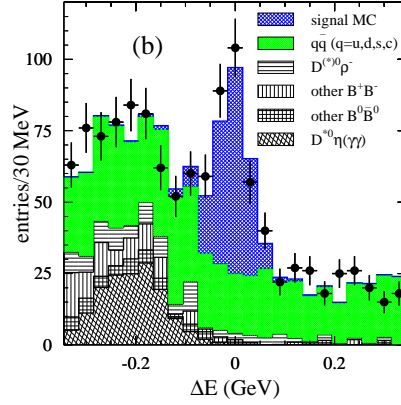


FIG. 3.45 – Résultat de l'analyse précédente effectuée dans BABAR [82]. Distributions de la différence d'énergie ΔE pour le canal $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta(\gamma\gamma)$ dans les données prises à la résonance $\Upsilon(4S)$ (carrés pleins) et dans les simulations normalisés à la luminosité des données.

En effet les processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ créent de vrais mésons (D^0 , η , π^0 , ω ...) de haute impulsion, ces mésons peuvent alors facilement passer pour ceux issus des désintégrations à deux corps $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$. C'est pourquoi l'application de sélections sur les candidats $D^{(*)0}$ et h^0 ne permet pas de se débarrasser du bruit $q\bar{q}$. Par exemple les distributions de masse des candidats D^0 pour le bruit montrent un pic clair à la masse du D^0 (voir en illustration la figure 3.29 à la page 123).

Dans les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, les quarks légers sont produits avec une impulsion élevée par rapport à leur masse, ce qui donne alors naissance à des jets hadroniques situés dos à dos l'un de l'autre. Par comparaison, les mésons B produits dans les événements hadroniques $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ sont quasiment au repos dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ ¹⁰, en effet la masse d'un méson B est proche de la moitié de la masse du $\Upsilon(4S)$. Par conséquent les événements hadroniques $B\bar{B}$ ont une distribution en énergie plus sphérique que dans le cas d'un événement $q\bar{q}$. Le schéma donné à la figure 3.46 illustre la forme des événements $B\bar{B}$ et $q\bar{q}$.

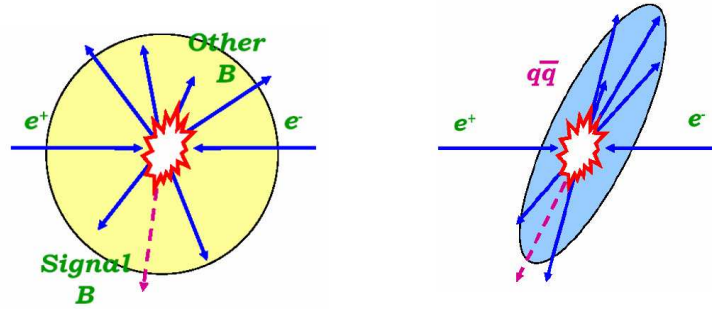


FIG. 3.46 – Schéma de la différence de forme entre les événements $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ (figure de gauche) et $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (figure de droite) dans le collisionneur PEP – II.

Cette différence de topologie peut être utilisée pour rejeter le bruit de fond $q\bar{q}$, à l'aide essentiellement de sept variables :

- les monômes de Legendre L_0 and L_2 définis de la façon suivante :

¹⁰. La masse de la résonance $\Upsilon(4S)$ n'est pas exactement le double de la masse d'un méson B . L'impulsion moyenne des mésons B dans le référentiel de $\Upsilon(4S)$ est par conséquent d'environ 330 MeV/c.

$$L_0 = \sum_i p_i^* ; \quad L_2 = \sum_i p_i^* |\cos(\theta_i^*)|^2, \quad (3.3.6)$$

où p_i^* est l'impulsion dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ de la particule i ne provenant pas du candidat B , et θ_i^* est l'angle entre p_i^* et l'axe de poussée (appelé *thrust*) du candidat B .

- L'angle d'incidence du B : $\cos(\theta_B^*)$, est le cosinus de l'angle entre l'impulsion du candidat B dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ et l'axe z . En raison des propriétés angulaires du $\Upsilon(4S)$ ($J = 1$) et du méson B ($J = 0$), la distribution de probabilité angulaire du signal est proportionnelle à $\sin(\theta)^2$.
- La *sphéricité* S , définie par :

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3), \quad (3.3.7)$$

où λ_2 et λ_3 sont les deux valeurs propres de plus haute valeur du *tenseur de sphéricité*:

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_{i=1}^n p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i|}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (3.3.8)$$

L'axe de *sphéricité* est alors définie comme l'axe correspondant au vecteur propre de $S^{\alpha\beta}$ dont la valeur propre est la plus élevée.

- L'angle de *sphéricité*: $\cos(\theta_{\text{sphéricité}})$, est le cosinus de l'angle entre l'axe de sphéricité des particules issues du candidat B et l'axe de sphéricité des particules du reste de l'événement.
- R_2 , est le rapport des moments de Fox-Wolfram d'ordre 2 et 0, H_2 et H_0 [128]:

$$R_2 = \frac{H_2}{H_0} \quad \text{où} \quad H_l = \sum_{i,j} \frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{E^2} L_l(\cos(\theta_{ij})) \quad (3.3.9)$$

Les vecteurs \vec{p} sont les impulsions des particules de l'événement considéré, E est l'énergie totale de l'événement et L_l est le monôme de Legendre d'ordre l .

- L'angle de *poussée*: $\cos(\theta_{\text{thrust}})$, pour n particules l'axe de poussée \hat{T} est défini comme l'axe le long duquel la poussée T (appelée *thrust*) est maximale:

$$T = \frac{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i \cdot \hat{T}|}{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i|} \quad (3.3.10)$$

La variable $\cos(\theta_{\text{thrust}})$ est alors définie comme le cosinus de l'angle entre l'axe de poussée des particules venant du candidat B et l'axe de poussée du reste de l'événements.

En raison du grand nombre de variables discriminantes et des corrélations élevées entre ces variables, une rejection du bruit $q\bar{q}$ à l'aide de coupures séquentielles classiques ne serait pas optimale. Le bruit $q\bar{q}$ étant le bruit majoritaire dans notre cas, nous avons ainsi choisi d'utiliser un outil multi-variable¹¹ afin d'exploiter au maximum le potentiel de rejection des variables. Les deux outils multi-variables étudiés ont été le discriminant de Fisher et un réseau de neurones (*Neural Network NN*). Les raisons de ce choix furent la simplicité et la robustesse de ces méthodes, leur large diffusion dans la physique des hautes énergies et la possibilité de prendre en compte finement les corrélations linéaire ou non (pour le réseau de neurones). Une description détaillée de ces deux outils est donnée aux annexes C et D. Le discriminant de Fisher et le réseau de neurones (*NN*) utilisés sont tirés du logiciel d'analyse multi-variable *TMVA (Toolkit for MultiVariate data Analysis with ROOT)* [129] développé au *CERN*. J'ai participé aux débuts de l'implémentation de *TMVA* et ai guidé les nouveaux utilisateurs dans *BABAR*. Le réseau de neurones étudié est du type *multilayer perceptron* (voir annexe D), la figure 3.47 présente l'architecture du réseau.

11. Ce choix est très courant dans les analyses menées dans *BABAR*. Le type d'outil multi-variable choisi ainsi que les variables en entrée peuvent différer suivant les analyses.

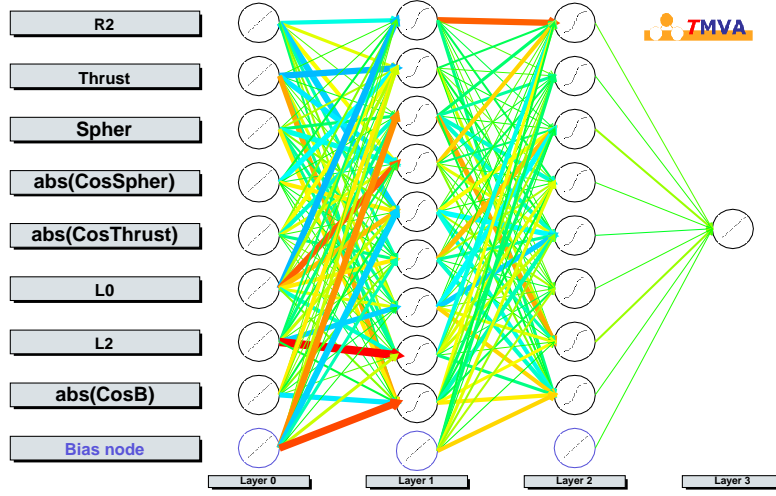


FIG. 3.47 – Réseau de neurones (NN) du logiciel TMVA étudié pour la rejection du bruit de fond avec les 8 variables discriminantes. L'épaisseur des connections inter-neurones exprime le poids associé à ce lien et la couleur sert à distinguer les différentes connections.

L'utilisation d'un nombre élevé de variables peut diminuer le pouvoir de rejection (pour le discriminant de Fisher) ou causer un *sur-entraînement*¹² (pour le réseau de neurones). Différentes combinaisons de variables ont été étudiées afin de rechercher l'ensemble optimale du point de vue à la fois de la rejection du bruit et de la robustesse de l'outil utilisé.

Les différentes combinaisons de variables étudiées ont été :

- $L_0, L_2, |\cos(\theta_{\text{thrust}})|, |\cos(\theta_B^*)|$
- $L_0, L_2, |\cos(\theta_{\text{thrust}})|, |\cos(\theta_B^*)|, S$
- $L_0, L_2, |\cos(\theta_{\text{thrust}})|, |\cos(\theta_B^*)|, S, T$
- $L_0, L_2, |\cos(\theta_{\text{thrust}})|, |\cos(\theta_B^*)|, S, T, R_2, |\cos(\theta_{\text{sphericité}})|$

Les événements utilisés pour l'entraînement d'un outil multi-variable sont généralement issus de simulations. Dans le cas présent de la rejection du fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, les données OffPeak (voir la section 2.1) sont préférables aux simulations $q\bar{q}$. En effet les données OffPeak ne regroupent, pour les événements hadroniques, que $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q \neq b$ et sont plus proches du bruit ressentis à la résonance $\Upsilon(4S)$ que les événements simulés¹³. La variation de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ entre 10,54 GeV (énergie OffPeak) et 10,58 GeV (énergie OnPeak) est en effet négligeable.

Le discriminant de Fisher et le réseau de neurones ont ainsi été entraînés à l'aide de données OffPeak pour le bruit et de simulations MC du signal. Afin de disposer d'une statistique de données OffPeak suffisante, nous avons sommé sur tous les modes reconstruits $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ dans la zone de signal $m_{\text{ES}} - \Delta E$. De la sorte, 20.000 événements de signal et 20.000 de bruit furent utilisés pour l'entraînement, tandis que 20.000 autres de chaque classe furent utilisés pour vérifier l'efficacité de l'entraînement.

12. Le phénomène de sur-entraînement d'un outil multi-variable apparaît lorsque durant la phase d'entraînement, les paramètres de l'outil multi-variable deviennent sensibles aux événements individuels et non pas aux caractères généraux. L'efficacité calculée avec ces paramètres entraînés est alors artificiellement sur-estimée. Le sur-entraînement se produit typiquement lorsque le nombre de paramètres à ajuster est important et le nombre d'événements utilisés pour l'entraînement faible. Par exemple les outils multi-variables *Boosted Decision Trees* et *Neural Network* sont particulièrement sensibles au sur-entraînement, tandis que le discriminant de Fisher ne l'est pas. Une description de ces outils peut être trouvée à la référence [129].

13. Un désavantage des données OffPeak est la faible statistique disponible (typiquement un dixième des données OnPeak). La forme des distributions calculées à partir de ces données peuvent souffrir de fluctuations statistiques importantes.

Les distributions des 8 variables discriminantes et leur matrice de corrélation sont données respectivement aux figures 3.48 et 3.49. La figure 3.49 donne une indication de l'intérêt relatif d'une variable: en effet si un groupe de variable est très corrélé, alors une seule variable de ce groupe pourra être suffisante a priori. On constate ainsi que les corrélations linéaires sont très fortes entre les variable $R2$, thrust, sphericité, $|\cos(\theta_{\text{thrust}})|$ et $|\cos(\theta_{\text{sphericité}})|$.

La figure 3.50 donne les distributions de la rejection du bruit en fonction de l'efficacité du signal pour le Fisher et le réseau de neurones avec deux combinaisons extrêmes de variables.

On remarque que pour la combinaison à quatre variables, pour une efficacité sur le signal de 80 %, la rejection du bruit de fond est de 83 % avec le Fisher et de 84 % avec le NN . Avec huit variables la rejection du bruit est de 86 % avec le Fisher et 88 % avec le NN . Le gain obtenu avec le réseau de neurones est légèrement supérieur, néanmoins ce faible avantage est discutable. En effet le discriminant de Fisher est naturellement insensible au phénomène de sur-entraînement, l'utilisation d'un discriminant de Fisher plutôt qu'un réseau de neurones permet de réutiliser le même échantillon de signal pour le calcul de l'efficacité que pour l'entraînement.

Par conséquent, compte tenu de leur stabilité respective, l'incertitude systématique pour un discriminant de Fisher sera plus faible que pour un réseau de neurones, ce qui compensera sans doute cette perte en rejection du bruit.

En conclusion, le choix fut porté sur la combinaison optimale, en terme de rejection du bruit et d'incertitude systématique, d'un discriminant de Fisher F (qui sera appelé *Fisher de forme* en référence à la nature des variables utilisés) avec les quatre variables L_0 , L_2 , $|\cos(\theta_{\text{thrust}})|$, $|\cos(\theta_B^*)|$. L'équation du discriminant de Fisher après entraînement est :

$$F = 2,3604 - 1,1834 \cdot |\cos(\theta_{\text{thrust}})| + 0,2048 \cdot L_0 - 1,0124 \cdot L_2 - 0,8011 \cdot |\cos(\theta_B^*)| \quad (3.3.11)$$

Les distributions du discriminant de Fisher et de la réponse du réseau de neurones obtenues avec les 2×20.000 événements de test sont montrées à la figure 3.51. La séparation signal/bruit de ces distributions est donnée à la figure 3.50.

Le bruit $q\bar{q}$ étant majoritaire et pour des critères de simplicité, nous avons choisi d'appliquer une sélection sur la valeur du discriminant de Fisher.

La valeur de coupure sur la valeur du discriminant de Fisher est ensuite calculée par maximisation de la signification statistique avec les simulations MC génériques $q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) et signal dans la région du signal. La proportion de bruit différant d'un mode à un autre, l'optimisation de la sélection a été répétée individuellement pour chacun des 72 modes reconstruits. En illustration, l'optimisation pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\pi^0$ est donnée aux figures 3.52 et 3.53. La valeur de coupure ainsi que l'efficacité et la signification statistique correspondantes sont données dans les tableaux 3.39 et 3.40. L'efficacité sur le signal varie entre 36 et 98 % suivant les modes, tandis que l'efficacité sur le bruit $q\bar{q}$ évolue entre 3 et 77 %. La signification statistique du signal est améliorée de façon significative avec une hausse de quelques dizaines de pourcents à un facteur deux.

Les distributions du Fisher de forme pour les données OffPeak et pour les simulations normalisées uds et $c\bar{c}$ ont été comparées pour la somme des modes reconstruits (voir la figure 3.54). Aucune différence notable entre ces distributions n'a été relevée, ce qui assure que les incertitudes systématiques liées à l'efficacité sur la sélection du Fisher de forme seront très certainement sous contrôle.

De même, étant donné que les coefficients du Fisher de forme ont été calculés en sommant tous les modes de \bar{B}^0 reconstruits, nous vérifions que les réponses du Fisher pour deux modes de multiplicités différentes soient similaires. En effet, les variables utilisées en entrée du Fisher décrivent la forme de l'événement, les distributions de ces variables pour un mode de multiplicité¹⁴ élevée peuvent donc sensiblement différer d'un mode de multiplicité moindre. Les deux modes comparés furent $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K^-\pi^+\pi^+\pi^-)\omega$ (6 traces dans l'état final) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^0$ (2 traces dans l'état final). Les distributions du Fisher pour les simulations de ces modes sont

14. On rappelle que la multiplicité d'un mode désigne le nombre de particules détectées, après toutes les désintégrations secondaires.

TAB. 3.39 – Efficacité (%) de la coupure sur le Fisher de forme sur les simulations MC de signal et de bruit uds , $c\bar{c}$. On précise aussi la signification statistique $S/\sqrt{S+B}$ avant et après application de la sélection, où B représente uniquement le bruit $q\bar{q}$.

Canal du B^0	Valeur de coupure	eff(signal)	eff($q\bar{q}$)	$S/\sqrt{S+B}$ avant (après) coupure
$D^0(K\pi)\pi^0$	0,0	80,0	17,2	6,5 (11,9)
$D^0(K3\pi)\pi^0$	0,4	66,9	9,2	5,0 (10,4)
$D^0(K\pi\pi^0)\pi^0$	0,2	72,8	13,0	6,4 (12,4)
$D^0(K_s\pi\pi)\pi^0$	0,4	67,1	9,4	2,2 (4,7)
$D^0(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	-0,3	87,1	26,8	3,7 (6,0)
$D^0(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	0,1	76,0	15,7	2,9 (5,4)
$D^0(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	0,2	73,5	13,6	3,7 (7,0)
$D^0(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	0,0	79,3	18,7	1,3 (2,3)
$D^0(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	-0,3	85,3	22,4	1,7 (3,0)
$D^0(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	0,0	76,4	15,2	1,3 (2,6)
$D^0(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	0,1	72,9	13,2	1,8 (3,4)
$D^0(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	0,0	77,0	16,2	0,6 (1,1)
$D^0(K\pi)\omega$	0,2	67,8	10,7	2,9 (5,7)
$D^0(K3\pi)\omega$	0,4	59,8	7,8	2,1 (4,3)
$D^0(K\pi\pi^0)\omega$	0,6	54,9	5,5	2,7 (6,1)
$D^0(K_s\pi\pi)\omega$	0,4	60,8	8,1	1,0 (2,0)
$D^0(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	-0,1	79,5	18,1	1,5 (2,7)
$D^0(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	0,2	68,9	11,9	1,2 (2,2)
$D^0(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	0,6	56,0	6,3	1,5 (3,1)
$D^0(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	0,1	73,3	15,2	0,5 (1,0)
$D^0(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	0,2	70,8	11,3	0,8 (1,7)
$D^0(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,2	34,4	1,9	0,6 (1,5)
$D^0(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	0,6	54,8	6,1	0,8 (1,8)
$D^0(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	0,5	60,5	7,2	0,3 (0,6)

montrées à la figure 3.55). On ne remarque aucune dépendance notable suivant la multiplicité du canal de \bar{B}^0 . Ce résultat légitime notre choix de sommer tous les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ pour l'entraînement du discriminant de Fisher, afin de disposer d'un nombre d'événements suffisamment élevé.

3.4 La sélection des événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$

La discrimination du bruit à l'aide du discriminant de Fisher a permis de rejeter la majorité du fond $q\bar{q}$. Le bruit restant est alors en majorité issu d'événements $B\bar{B}$. Dans le cas de la reconstruction des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$, la contribution principale vient des désintégrations $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ (voir la section 3.1.2, page 90) qui seront discriminées par un veto. D'autre part, dans les modes reconstruits $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$ et $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$, le moment angulaire des différentes particules induit une anisotropie dans la répartition dans l'espace des particules issues des désintégrations. Ces distributions angulaires peuvent être calculées simplement et être utilisées pour rejeter le bruit $B\bar{B}$ et $q\bar{q}$ avec une efficacité élevée sur le signal.

3.4.1 Distributions angulaires de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$

Les caractéristiques angulaires des mésons B^0 , D^0 , ω et π sont les suivantes [28] avec J le moment cinétique et P la parité :

- méson B^0 : $J^P = 0^-$,

- méson D^0 : $J^P = 0^-$,
- méson ω : $J^P = 1^-$,
- méson π : $J^P = 0^-$.

On constate ainsi que les mésons B^0 , D^0 et π sont des pseudo-scalaires (S) tandis que le méson ω est un vecteur (V). Les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$ et $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ s'écrivent donc du point de vue angulaire :

$$\begin{aligned} \bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega &\leftrightarrow S \rightarrow S + V, \\ \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 &\leftrightarrow V \rightarrow S + S + S. \end{aligned} \quad (3.4.1)$$

Deux angles peuvent alors être définis, l'angle *normal* θ_N et l'angle de *Dalitz* θ_D .

L'angle normal θ_N est défini de la façon suivante : on construit le plan de désintégration du ω à l'aide des impulsions des trois filles $\pi^+ \pi^- \pi^0$ dans le référentiel du ω . On définit l'axe \vec{n} normal à ce plan de désintégration, l'angle θ_N est alors défini comme l'angle entre \vec{n} et l'impulsion du B^0 dans le référentiel du ω (voir figure 3.56). Cette définition est une généralisation de l'angle d'hélicité pour les désintégrations à 3 corps [130]. On montre aisément (voir annexe E) que la distribution angulaire du signal est proportionnelle à $\cos(\theta_N)^2$.

L'angle de Dalitz sert à décrire la distribution angulaire de la désintégration du ω en trois pions. Pour chaque candidat $\omega \rightarrow \pi_1 \pi_2 \pi_3$, on construit le système $\{\pi_2 \pi_3\}$. L'angle de Dalitz est alors défini comme l'angle entre l'impulsion de π_1 dans le référentiel du ω , et l'impulsion du π_2 dans le système $\{\pi_2 \pi_3\}$. On peut montrer (voir annexe E) que la distribution de probabilité de $\cos(\theta_D)$ est proportionnelle à $\sin(\theta_D)^2$.

La distribution des variables $|\cos(\theta_N)|$ et $|\cos(\theta_D)|$ pour le bruit simulé ($B\bar{B}$, $q\bar{q}$) et pour la simulation du signal est donnée à la figure 3.58. On constate que les distributions de probabilité des variables $|\cos(\theta_N)|$ et $|\cos(\theta_D)|$ suivent bien une loi en x^2 et $|1 - x^2|$.

Ces deux variables sont combinées dans un discriminant de Fisher (appelé *Fisher d'hélicité*) à l'aide du logiciel *TMVA* [129]. Le calcul des coefficients du Fisher et l'optimisation de la sélection appliquée sont opérés avec les simulations *MC* génériques ($B\bar{B}$, $q\bar{q}$) et signal. La formule du discriminant de Fisher obtenu est alors :

$$\mathcal{F}_{\text{helicity}} = -1,4107 - 1,0060 \cdot |\cos(\theta_D)| + 3,0277 \cdot |\cos(\theta_N)|. \quad (3.4.2)$$

Sa distribution dans les simulations *MC* de signal et de bruit est donnée à la figure 3.59. La valeur de coupure optimale est -0,1, ce qui correspond à une efficacité sur le signal et le bruit de respectivement 85 et 39 %.

3.4.2 Distributions angulaires de la désintégration des D^{*0}

De façon similaire à l'étude effectuée dans la section précédente, la distribution angulaire des désintégrations $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ et $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ peut être utilisée pour la rejection du fond $B\bar{B}$, $q\bar{q}$.

Dans le cas des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0$ avec $h^0 \neq \omega$, les mésons \bar{B}^0 , π^0 , η et η' sont de spin 0, il n'y a donc pas d'interférence avec l'amplitude de distribution angulaire de la désintégration du D^{*0} .

Le méson D^{*0} et le photon sont de spin 1, tandis que les mésons D^0 et π^0 sont de spin 0. Par conservation du moment angulaire, la distribution des désintégrations $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ et $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ n'est donc pas isotrope. On définit alors θ_{D^*} l'angle d'hélicité du D^{*0} comme l'angle entre l'impulsion du D^0 dans le référentiel du D^{*0} et l'impulsion du D^{*0} dans le référentiel du \bar{B}^0 . On peut alors montrer, avec les mêmes arguments que pour la désintégration $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, que la distribution du signal est proportionnelle à $\cos(\theta_{D^*})^2$ pour $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ et $\sin(\theta_{D^*})^2$ pour $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$.

Le seul mode pour lequel la signification statistique a pu être significativement augmentée à l'aide de cette distribution angulaire est $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^0$ avec $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$. La distribution de $|\cos(\theta_{D^*})|$ pour ce mode est donnée à la figure 3.60. On constate que la distribution de probabilité

du signal suit comme attendu une loi en x^2 . Une sélection optimisée sur cette variable conduit à une efficacité sur le signal et le bruit de respectivement 90 et 62 %.

3.4.3 Vêto des modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$

Le bruit le plus important dans la reconstruction des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ provient des désintégrations $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^- (\rightarrow \pi^-\pi^0)$, comme cela est décrit en détail à la section 3.1.2 page 90.

Le nombre d'événements $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ reconstruits en $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ n'est en soi pas significatif dans la région du signal. Leur distribution est décalée en ΔE de la valeur de la masse d'un pion et présente une queue dans la région du signal. Cette queue est due à la convolution de la distribution des événements $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ avec la fonction de résolution du π^0 . Réduire la distribution des modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ n'apporterait ainsi qu'un gain réduit sur la signification statistique mais permettrait d'augmenter la stabilité du fit de ΔE . Un veto est alors appliqué sur ces modes lors de la reconstruction des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$: pour chaque candidat \bar{B}^0 , les candidats B^- sont reconstruits en $D^{(*)0}\rho^-$ et ρ^- en $\pi^0\pi^-$. Expérimentalement la reconstruction d'un candidat $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ à partir d'un candidat $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ nécessite juste de rechercher un pion chargé supplémentaire dans l'événement. L'impulsion de ce pion doit être faible du fait du moment angulaire du méson ρ^- et de l'impulsion élevée du π^0 sélectionné. Le candidat \bar{B}^0 est alors rejeté si :

1. le candidat B^- est correctement construit :
 - $m_{\text{ES}}(B^-) > 5.27 \text{ GeV}/c^2$,
 - $|\Delta E(B^-)| < 100 \text{ MeV}$,
 - $|m(\rho^-)_{\text{reco}} - m(\rho^-)_{\text{PDG}}| < 250 \text{ MeV}/c^2$,
2. si le π^0 et le D^0 du candidat $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ sont les mêmes que ceux du candidat B^- .

Pour la reconstruction du canal $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$, l'efficacité est environ de 89 % sur le signal MC pour une rejection des modes $D^0\rho^-$ et $D^{*0}\rho^-$ de respectivement 67 % et 44 %. Ces performances sont illustrées par les distributions en ΔE des événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$, $B^- \rightarrow D^0\rho^-$ et $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$ à la figure 3.61. On remarque pour les modes $D^{(*)0}\rho^-$ le décalage en ΔE et la queue à haute énergie.

Pour la reconstruction de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$, l'efficacité est d'environ 81 % sur le signal MC pour une rejection des modes $D^0\rho^-$ et $D^{*0}\rho^-$ de respectivement 56 % et 66 % (voir la figure 3.61). On remarque que dans tous les cas la distribution des modes $D^{*0}\rho^-$ reste quasiment inchangée dans la région du signal $\Delta E = 0$, mais elle chute notablement en dessous de $\Delta E = -140 \text{ MeV}$. Ces performances nous permettent ainsi d'attendre une modélisation et un ajustement des distributions plus stables et plus faciles.

3.4.4 Choix du meilleur candidat B

Seuls deux B sont produits à chaque réaction $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$, et compte tenu du faible rapport d'embranchement des modes recherchés, un seul B est reconstruit dans les canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$. Une fois que toutes les sélections décrites ont été appliquées, il peut rester néanmoins plus d'un candidat B par événement. La multiplicité moyenne par événement est donnée dans les tables 3.41 et 3.42 et varie entre 1 et 1,6 candidats pour les MC signaux et génériques. Les modes dont la multiplicité est la plus élevée sont ceux pour lesquels le nombre de particules neutres dans l'état final est le plus important.

Afin de sélectionner le meilleur des candidats B restant, on définit pour chaque candidat B la variable χ_m^2 par :

pour les modes D^0h^0 ,

$$\chi_m^2 = \left(\frac{m_{D^0} - m_{D^0}^{\text{nom}}}{\sigma_{m_{D^0}}} \right)^2 + \left(\frac{m_{h^0} - m_{h^0}^{\text{nom}}}{\sigma_{m_{h^0}}} \right)^2, \quad (3.4.3)$$

et pour les modes $D^{*0}h^0$,

$$\chi_m^2 = \left(\frac{m_{D^0} - m_{D^0}^{nom}}{\sigma_m_{D^0}} \right)^2 + \left(\frac{m_{h^0} - m_{h^0}^{nom}}{\sigma_m_{h^0}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta m_{D^{*0}} - \Delta m_{D^{*0}}^{nom}}{\sigma_{\Delta m_{D^{*0}}}} \right)^2, \quad (3.4.4)$$

où m et σ_m sont la valeur moyenne et la largeur de la distribution de masse de la resonance correspondante. La quantité m^{nom} est la valeur centrale de la distribution de masse calculée par ajustement sur la simulation du signal.

Ces paramètres ont été déterminés par l'ajustement de la distribution de masse du signal simulé. La valeur ajustée a été choisie comme référence plutôt que la moyenne mondiale calculée par le *PDG* à cause d'éventuels décalages dus à des corrections de reconstruction, à la modélisation du champ magnétique et à la calibration du détecteur *BABAR*.

L'unique candidat B choisi est enfin celui dont le χ_m^2 est le plus petit. L'efficacité de cette sélection sur les vrais B de signal simulés varie de 76 à 100 % suivant les modes. Les efficacités les plus basses (~ 80 %) correspondent aux modes pour lesquels la multiplicité de photons dans l'état final est élevée.

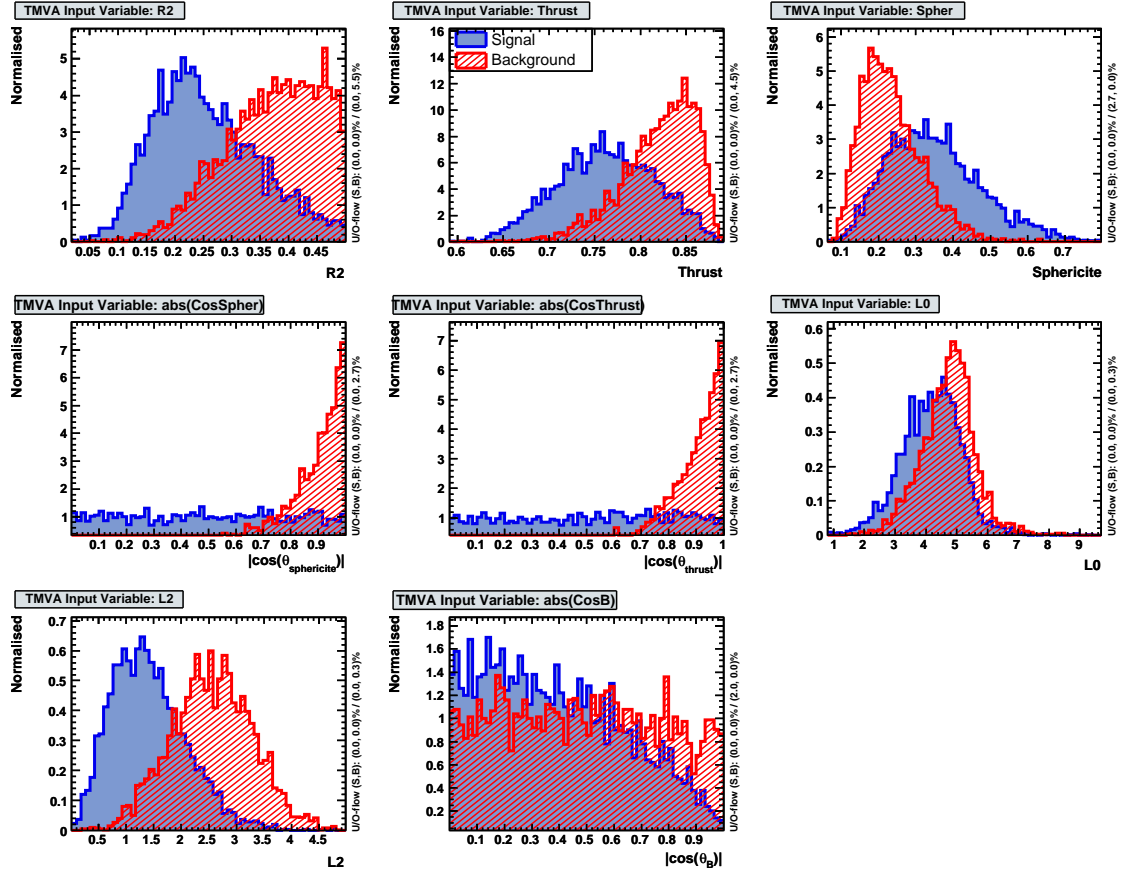


FIG. 3.48 – Distributions des huit variables étudiées pour la rejection du bruit de fond $q\bar{q}$. Les événements de signal simulés sont en bleu et les données OffPeak représentant le bruit sont en rouge. Les données OffPeak sont collectées à une énergie dans le centre de masse d'environ 10,54 GeV, soit 40 MeV sous la résonance du $\Upsilon(4S)$ où aucune paire $B\bar{B}$ n'est formée.

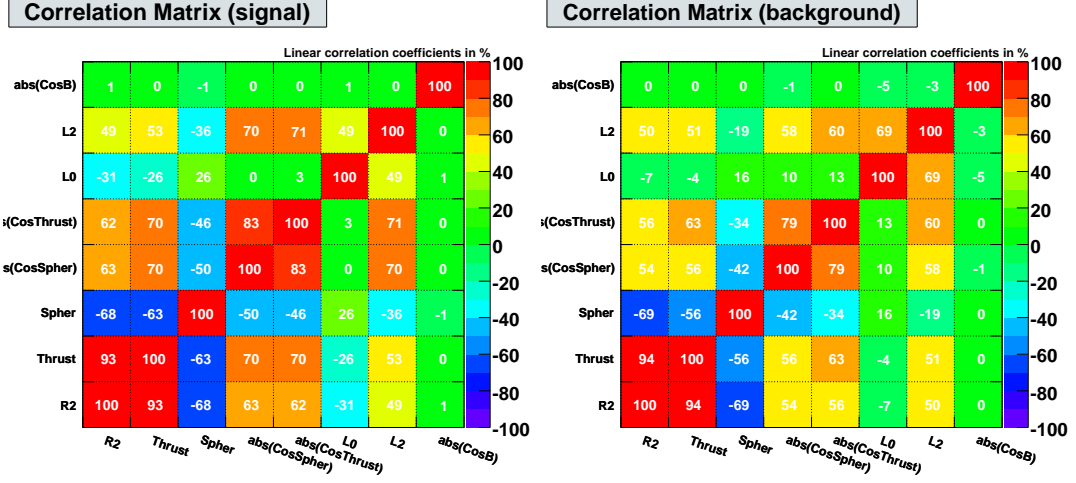


FIG. 3.49 – Matrice de corrélation pour le signal et le bruit des huit variables étudiées pour la rejection du bruit de fond $q\bar{q}$. Les valeurs affichées sont les facteurs de corrélation linéaire des variables correspondantes.

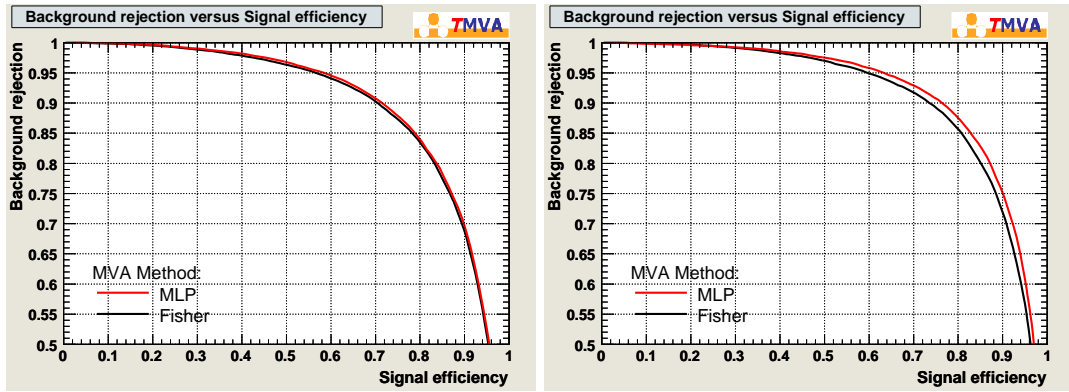


FIG. 3.50 – Rejection du bruit de fond $q\bar{q}$ en fonction de l'efficacité sur le signal avec un discriminant de Fisher (courbe noire) et avec un réseau de neurones (courbe rouge). La figure de gauche correspond à 4 variables d'entrées (L_0 , L_2 , $|\cos(\theta_{thrust})|$, $|\cos(\theta_B^*)|$) et celle de droite aux 8 variables (L_0 , L_2 , $|\cos(\theta_{thrust})|$, $|\cos(\theta_B^*)|$, S , T , R_2 , $|\cos(\theta_{sphericity})|$).

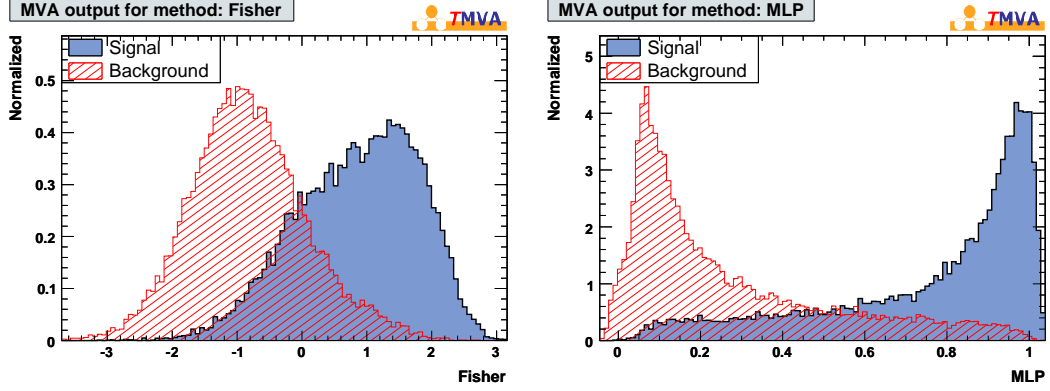


FIG. 3.51 – Distributions du discriminant de Fisher (figure de gauche) et de la sortie du réseau de neurones (figure de droite) avec les quatre variables d'entrée L_0 , L_2 , $|\cos(\theta_{thrust})|$, $|\cos(\theta_B^*)|$. Les événements de signal simulés sont en bleu et les données OffPeak représentant le bruit sont en rouge.

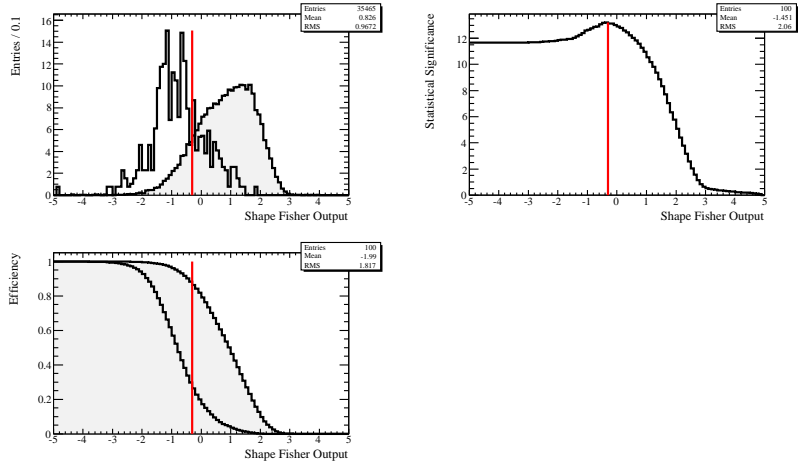


FIG. 3.52 – Distributions dans les simulations de la valeur du discriminant de Fisher de forme pour le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$ dans la région du signal (figure en haut à gauche). Distributions de la signification statistique (figure en haut à droite) et de l'efficacité (figure en bas à gauche) pour une sélection sur la sortie du Fisher, la valeur de coupure étant illustrée par la ligne verticale. Les distributions des MC signaux sont représentées en ombré. Les simulations sont normalisées à la luminosité intégrée des données récoltées sur le pic de la résonance $\Upsilon(4S)$.

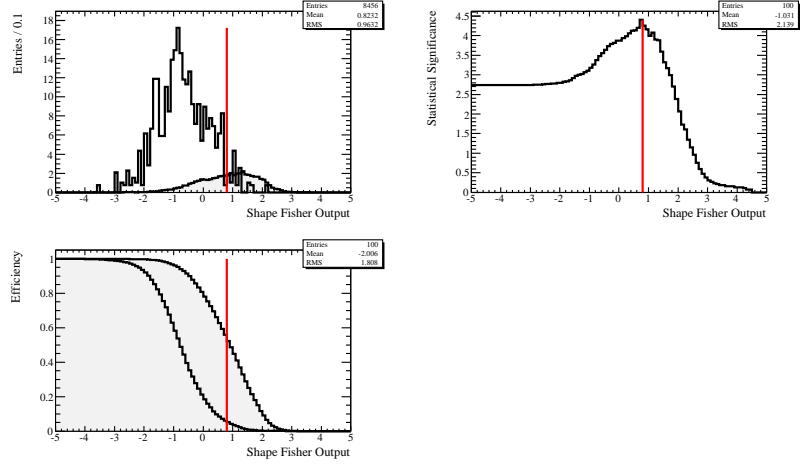


FIG. 3.53 – Distributions dans les simulations de la valeur du discriminant de Fisher de forme pour le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\pi^0$ dans la région du signal (figures en haut à gauche). Distributions de la signification statistique (figure en haut à droite) et de l'efficacité (figure en bas à gauche) pour une sélection sur la sortie du Fisher, la valeur de coupure étant illustrée par la ligne verticale. Les distributions des MC signaux sont représentées en ombré. Les simulations sont normalisées à la luminosité intégrée des données récoltées sur le pic de la résonance $\Upsilon(4S)$.

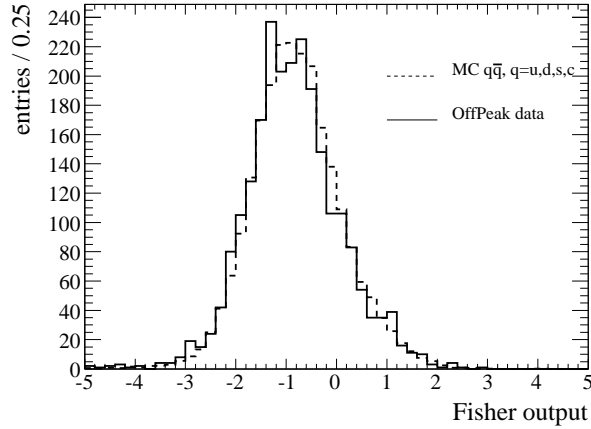


FIG. 3.54 – Comparaison des distributions du Fisher de forme pour les simulations MC normalisées $q\bar{q}$ et les données récoltées à 40 MeV sous la résonance $\Upsilon(4S)$ (données OffPeak).

TAB. 3.40 – Efficacité (%) de la coupure sur le Fisher de forme sur les simulations MC de signal et de bruit uds , $c\bar{c}$. On précise aussi la signification statistique $S/\sqrt{S+B}$ avant et après application de la sélection, où B représente uniquement le bruit $q\bar{q}$.

Canal du B^0	Valeur de coupure	eff(signal)	eff($q\bar{q}$)	$S/\sqrt{S+B}$ avant (après) coupure
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\pi^0$	-0,6	92,4	38,3	6,5 (9,2)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\pi^0$	0,0	78,5	16,5	5,0 (9,0)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\pi^0$	-0,2	83,3	23,2	6,8 (11,0)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\pi^0$	0,0	78,4	17,0	2,3 (4,0)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\pi^0$	0,1	75,0	15,5	4,8 (8,5)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\pi^0$	0,6	57,0	6,7	3,4 (7,0)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\pi^0$	0,4	63,6	9,6	4,8 (9,2)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\pi^0$	0,8	51,2	5,2	1,5 (3,2)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	-1,1	97,3	65,0	4,5 (5,2)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	-0,4	87,9	31,1	3,5 (5,2)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	0,0	78,1	18,6	4,8 (7,7)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	-0,7	93,6	43,3	1,6 (2,2)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	-0,7	92,5	38,8	2,0 (2,9)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	-0,8	94,0	45,1	1,6 (2,2)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	-0,3	83,9	22,5	2,2 (3,7)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	-1,2	97,3	66,7	0,8 (0,9)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	-0,7	93,2	46,1	3,5 (4,7)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	0,4	63,6	10,0	2,5 (4,7)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	0,4	64,4	9,9	3,6 (6,6)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	0,5	61,7	8,8	1,1 (2,2)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	-0,3	84,0	25,7	1,6 (2,6)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	0,4	61,5	8,9	1,2 (2,3)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	0,3	64,1	10,3	1,7 (3,1)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,0	40,7	2,8	0,5 (1,2)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\omega$	-0,8	92,6	43,9	5,0 (6,7)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\omega$	-0,5	86,0	32,4	5,1 (7,5)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\omega$	0,0	73,0	15,3	3,6 (6,4)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\omega$	-0,5	86,8	31,1	1,6 (2,5)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\omega$	-0,1	76,0	19,3	3,8 (6,2)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\omega$	0,6	49,7	6,0	3,5 (6,6)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\omega$	0,3	60,9	9,9	2,6 (4,8)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\omega$	0,3	62,3	10,3	1,2 (2,2)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	-0,6	90,4	35,8	1,6 (2,2)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	-0,6	89,9	41,5	1,2 (1,6)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	-0,8	93,2	50,7	1,7 (2,2)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	0,0	75,7	13,3	0,5 (1,0)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	-0,2	80,7	25,6	1,3 (1,9)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,2	31,4	1,6	0,9 (1,8)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	0,4	58,3	9,7	1,2 (2,1)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	-0,4	85,6	30,8	0,4 (0,6)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	0,0	75,1	15,9	0,9 (1,6)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	0,3	64,8	9,8	0,6 (1,3)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	0,2	67,3	12,7	0,9 (1,6)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	0,7	52,0	5,6	0,3 (0,6)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	0,1	71,8	14,4	0,7 (1,3)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	0,6	52,5	6,2	0,5 (0,9)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,2	30,5	2,1	0,6 (1,3)
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	0,6	54,1	7,0	0,2 (0,4)

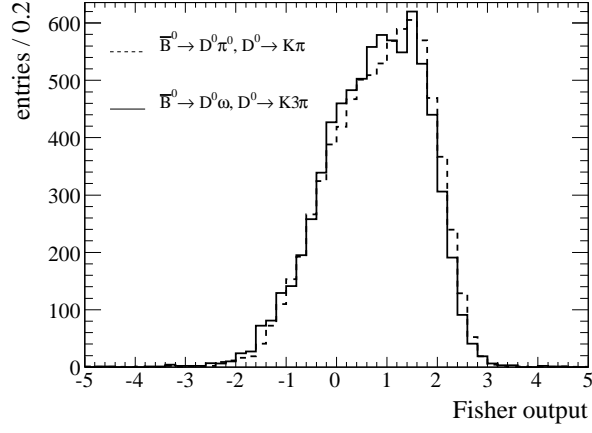


FIG. 3.55 – Comparaison des distributions du Fisher de forme pour les simulations MC des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K^-\pi^+\pi^+\pi^-)\omega$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^0$ dans la région du signal.

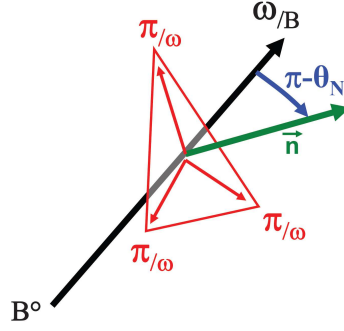


FIG. 3.56 – Définition de l'angle normal θ_N dans la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$ [130].

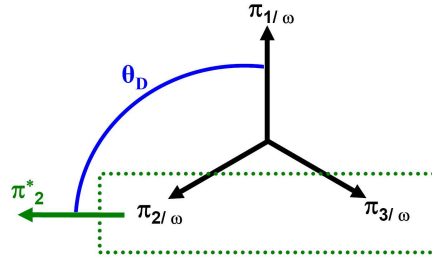


FIG. 3.57 – Définition de l'angle de Dalitz θ_D dans la désintégration $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

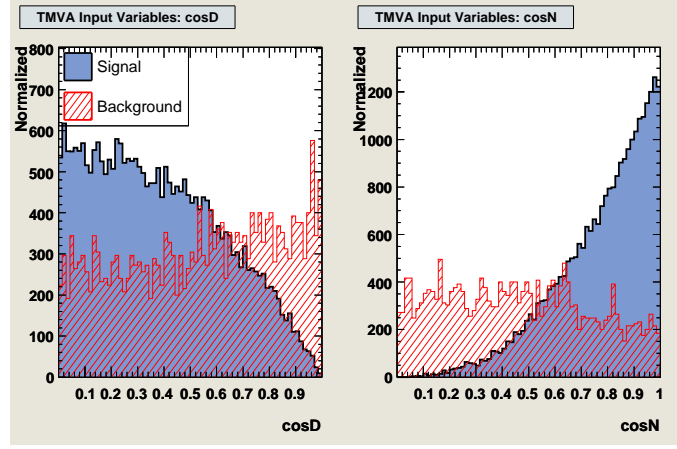


FIG. 3.58 – Distributions des variables angulaires $|\cos(\theta_N)|$ et $|\cos(\theta_D)|$ pour le signal MC (bleu) et la simulation du bruit (rouge) dans la zone de signal.

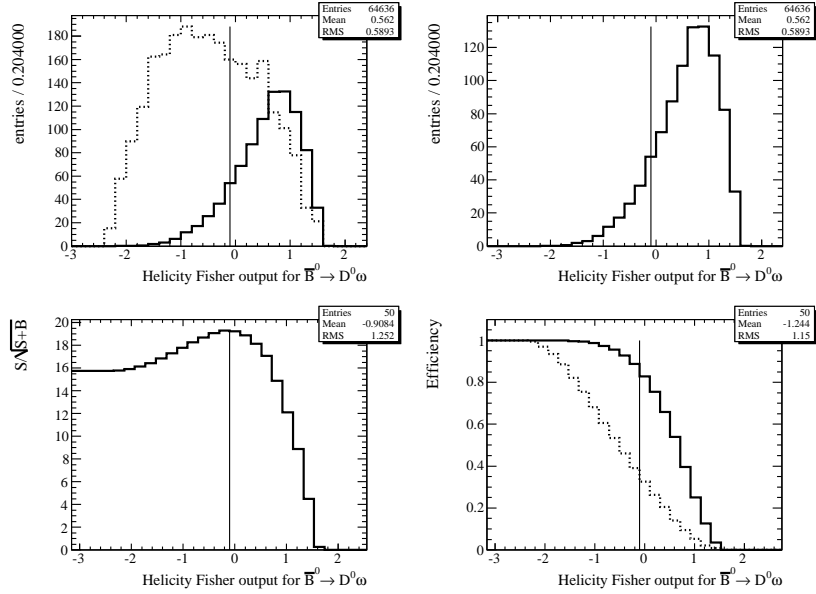


FIG. 3.59 – Distributions dans les simulations de la valeur du discriminant de Fisher d'hélicité pour le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$ dans la région du signal (figures du haut). Distributions de la signification statistique (figure du bas à gauche) et de l'efficacité (figure du bas à droite) pour une sélection sur la sortie du Fisher, la valeur de coupure étant illustrée par la ligne verticale. Les distributions du MC signal sont représentées en ligne plein et les bruits en ligne pointillée. Les simulations sont normalisées à la luminosité intégrée des données récoltées sur le pic de la résonance $\Upsilon(4S)$.

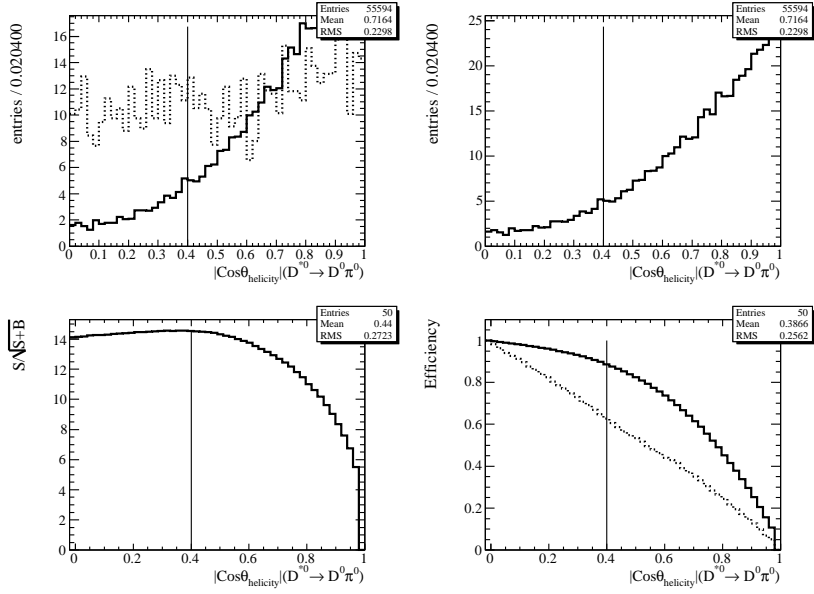


FIG. 3.60 – Distributions dans les simulations de $|\cos(\theta_{D^*})|$ pour le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$ dans la région du signal. Voir la figure 3.4 pour la légende détaillée.

TAB. 3.41 – Nombre de candidats B^0 par événement pour chaque mode reconstruit dans la région du signal $m_{ES} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$ and $|\Delta E| < 280 \text{ MeV}$.

B decay	Signal MC
$D^0(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	1,02
$D^0(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	1,06
$D^0(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	1,14
$D^0(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	1,03
$D^0(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,06
$D^0(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,10
$D^0(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,19
$D^0(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,07
$D^0(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,03
$D^0(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,07
$D^0(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,16
$D^0(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,05
$D^0(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,04
$D^0(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,05
$D^0(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,16
$D^0(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,04
$D^0(K\pi)\pi^0$	1,01
$D^0(K3\pi)\pi^0$	1,05
$D^0(K\pi\pi^0)\pi^0$	1,13
$D^0(K_s\pi\pi)\pi^0$	1,02
$D^0(K\pi)\omega$	1,07
$D^0(K3\pi)\omega$	1,11
$D^0(K\pi\pi^0)\omega$	1,20
$D^0(K_s\pi\pi)\omega$	1,08

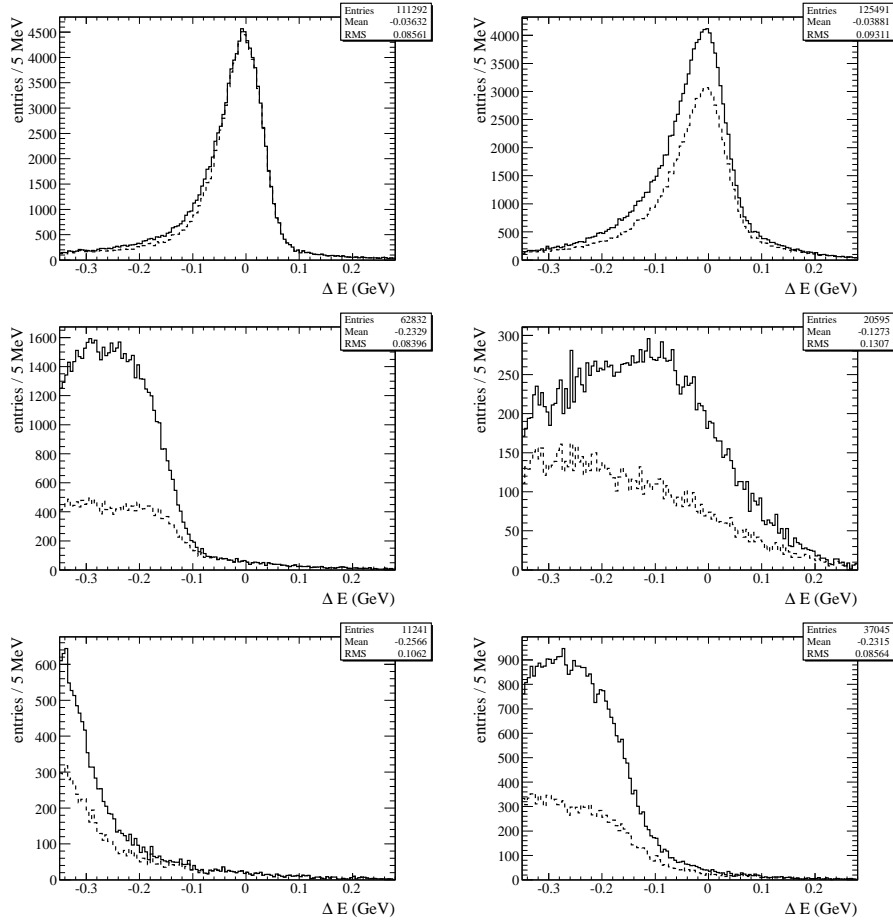


FIG. 3.61 – Distributions de ΔE avant (ligne solide) et après (ligne pointillée) le veto sur $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$. Figures de gauche (resp. droite): distribution pour la reconstruction du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$ (resp. $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$). Figures du haut: simulations MC du signal, figures du milieu: simulations MC de $B^- \rightarrow D^0\rho^-$, figures du bas: simulations MC de $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$. Aucune coupure n'a été appliquée sur m_{ES} .

TAB. 3.42 – Nombre de candidats B^0 par événement pour chaque mode reconstruit dans la région du signal $m_{\text{ES}} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$ and $|\Delta E| < 280 \text{ MeV}$.

B decay	Signal MC
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	1,26
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	1,33
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	1,44
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	1,28
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,34
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,40
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,54
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,37
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	1,16
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	1,18
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	1,29
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	1,15
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,20
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,23
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,35
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	1,16
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,31
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,36
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,56
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,31
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,17
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,16
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,34
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	1,19
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,31
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,34
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,54
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,30
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,17
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,18
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,26
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	1,17
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\pi^0$	1,16
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\pi^0$	1,20
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\pi^0$	1,31
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\pi^0$	1,16
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\pi^0$	1,13
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\pi^0$	1,15
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\pi^0$	1,27
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\pi^0$	1,12
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\omega$	1,46
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\omega$	1,71
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\omega$	1,49
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\omega$	1,47
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\omega$	1,28
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\omega$	1,42
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\omega$	1,31
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\omega$	1,26

3.5 La correction des simulations Monte-Carlo

Bien que les simulations soient aussi réalistes que possible, les efficacités de détection sont différentes entre simulation *MC* et données (voir en exemple la figure 3.2). Cette différence peut être corrigée à l'aide d'échantillons de contrôle extraits des données. Ces échantillons de contrôle de pureté élevée sont composés d'événements connus avec une excellente précision¹⁵. Considérons dans un cas général une variable V sur laquelle est appliquée une sélection (par exemple l'énergie des photons issus des désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). L'efficacité ϵ_{MC} de cette sélection calculée à partir des simulations *MC* est :

$$\epsilon_{MC} = \frac{N_{MC}^{\text{après}}}{N_{MC}^{\text{avant}}}, \quad (3.5.1)$$

où N_{MC}^{avant} et $N_{MC}^{\text{après}}$ sont respectivement le nombre d'événements simulés avant et après la sélection sur V . De façon identique on définit l'efficacité de cette même sélection dans l'échantillon de contrôle extrait des données (*data*):

$$\epsilon_{data} = \frac{N_{data}^{\text{après}}}{N_{data}^{\text{avant}}}. \quad (3.5.2)$$

Ces deux efficacités servent à calculer le double rapport R

$$R \equiv \frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{MC}} = \langle R \rangle \pm \Delta R. \quad (3.5.3)$$

La valeur calculée pour R , $\langle R \rangle$, est alors le facteur de correction à appliquer à l'efficacité donnée par la simulation. L'erreur sur ce facteur de correction, ΔR , sera l'incertitude systématique liée à la sélection sur V . Cette méthode de double rapport permet de s'affranchir des incertitudes systématiques liées par exemple à la méthode d'extraction du nombre d'événements. A chaque sélection correspond ainsi une correction d'efficacité. Dans les cas où cette correction est faible en comparaison de l'incertitude associée, seule l'incertitude systématique est utilisée.

Dans la collaboration *BABAR*, le calcul des corrections d'efficacité de détection et de reconstruction de particules standards (π^0 , K_S^0 ...) est centralisé sur des groupes de travail spécialisés. Ces groupes calculent également la correction d'efficacité et l'incertitude associée pour des listes de sélections standards.

Les cinq principales corrections d'efficacité qui seront appliquées dans cette analyse concernent¹⁶ :

- La reconstruction des particules neutres (γ , π^0 , $\eta \rightarrow \gamma\gamma$),
- l'identification des particules chargées,
- la reconstruction et la sélection des mésons K_S^0 ,
- la sélection des mésons D^0 et D^{*0} ,
- la sélection sur le discriminant de Fisher construit pour la rejection du bruit $q\bar{q}$.

Les sélections sur les mésons D^0 , D^{*0} et sur le Fisher sont propres à cette analyse. Par conséquent les corrections et incertitudes associées seront calculées dans cette étude à l'aide d'un échantillon de contrôle adapté.

3.5.1 Les corrections d'efficacité standards dans *BABAR*

Quelques exemples de corrections d'efficacité standards dans *BABAR* et utilisées dans cette analyse vont à présent être brièvement présentés. Ces corrections sont communes à la majorité des analyses dans *BABAR* et sont particulièrement importantes pour l'étude des désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$.

15. Un exemple d'échantillon de contrôle utilisé est le canal $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ issu du processus abondant $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$. La présence d'un pion chargé de faible impulsion et la contrainte sur l'espace de phase de la différence de masse du D^{*+} conduisent à une pureté très élevée en mésons D^0 .

16. Pour la reconstruction des traces autres que celles issues des K_S^0 , seule une incertitude systématique, dépendante du type de trace utilisée (voir la section 2.3.1) est à appliquer.

La correction d'efficacité de la reconstruction des mésons π^0

La correction d'efficacité de détection des π^0 est calculée à l'aide des processus abondants $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Les événements $\tau^+\tau^-$ sont sélectionnés lorsqu'un des leptons τ se désintègre via $\tau^\pm \rightarrow l^\pm \nu \bar{\nu}$ ($l = e, \mu$) et le deuxième suivant un canal $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu$, avec $h^\pm = \pi^\pm$ ou $\rho^\pm (\rightarrow \pi^\pm \pi^0)$. La reconstruction du deuxième τ dans un canal leptonique $\tau^\pm \rightarrow l^\pm \nu \bar{\nu}$ ($l = e, \mu$) permet d'identifier les désintégrations τ^\pm avec une pureté et une efficacité élevées. On calcule ensuite les rapports :

$$\frac{N(\tau \rightarrow \pi \nu)_{data}}{N(\tau \rightarrow \pi \nu)_{MC}}, \text{ et } \frac{N(\tau \rightarrow \rho \nu)_{data}}{N(\tau \rightarrow \rho \nu)_{MC}}(p_{\pi^0}), \quad (3.5.4)$$

puis le double rapport en fonction de l'impulsion du π^0 :

$$\frac{\frac{N(\tau \rightarrow \rho \nu)_{data}}{N(\tau \rightarrow \rho \nu)_{MC}(p_{\pi^0})}}{\frac{N(\tau \rightarrow \pi \nu)_{data}}{N(\tau \rightarrow \pi \nu)_{MC}}} = \frac{\frac{N(\tau \rightarrow \rho \nu)_{data}}{N(\tau \rightarrow \pi \nu)_{data}(p_{\pi^0})}}{\frac{N(\tau \rightarrow \rho \nu)_{MC}}{N(\tau \rightarrow \pi \nu)_{MC}}}. \quad (3.5.5)$$

Le nombre d'événements étant proportionnel à l'efficacité :

$$\begin{aligned} N(\tau \rightarrow \rho \nu) &\propto \epsilon(\tau \rightarrow \rho \nu) = \epsilon(\tau \rightarrow \pi \nu) \times \epsilon(\pi^0), \\ N(\tau \rightarrow \pi \nu) &\propto \epsilon(\tau \rightarrow \pi \nu), \end{aligned} \quad (3.5.6)$$

le double rapport donne alors directement accès à la correction d'efficacité de détection du π^0 . Ces corrections ont été vérifiées avec les modes $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Dans ces modes le bruit hadronique est plus important et est similaire à celui des désintégrations $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$. La même méthode de double rapport donna des résultats compatibles avec ceux obtenus avec les désintégrations des leptons τ . La figure 3.62 donne la correction d'efficacité pour la reconstruction du π^0 calculée par le groupe de travail *Neutral* de *BABAR* avec les méthodes des τ et des D^0 en fonction de l'impulsion du π^0 . On ne remarque aucune différence notable sur toute la fenêtre d'impulsion des π^0 étudiée. Cette deuxième méthode valide la méthode des τ et montre que les corrections d'efficacité calculées restent valides pour des événements avec une activité hadronique comparable à celle des événements $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ ¹⁷.

On négligera la dépendance du facteur de correction en fonction de l'impulsion des π^0 . Les facteurs de correction moyens utilisés pour les différents types de π^0 reconstruits sont alors donnés dans la table 3.43. Pour une particule neutre de masse m et d'énergie E se désintégrant en deux photons, l'angle θ entre les deux photons est donné par :

$$\theta = \frac{2m}{E}. \quad (3.5.7)$$

En raison de la résolution spatiale finie du calorimètre électromagnétique, la valeur de θ définit la précision de reconstruction d'une particule neutre. Pour un méson η d'énergie 2 GeV se désintégrant en deux photons, la valeur de l'angle d'ouverture θ est proche de celle pour un méson π^0 de 600 MeV. Par conséquent, l'efficacité de reconstruction de $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ sera corrigée du même facteur de correction que celui des π^0 issus des désintégrations du B , ω , D^0 et η . Aucune correction n'est appliquée pour la reconstruction des photons seuls (dans les désintégrations $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ ou $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$), la différence d'efficacité sera prise comme une incertitude systématique.

L'incertitude systématique associée à ces corrections d'efficacité est respectivement de 3 % par π^0 reconstruit et de 1,8 % par photon seul. Enfin nous comparerons dans le chapitre suivant la résolution en ΔE dans les données et les simulations pour le mode $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$. La résolution en ΔE pour ce mode est essentiellement liée à la résolution de reconstruction du π^0 issu de

17. D'autres méthodes sont développées dans *BABAR* pour vérifier les corrections mesurées avec la méthode des τ et diminuer l'incertitude systématique à 1 % (contre 3 % avec la méthode des τ), mais ne sont pas encore utilisées. Citons par exemple la reconstruction des événements $e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR} \omega(\pi^+ \pi^- \pi^0)$: on reconstruit $e^+e^- \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$ et le ω est construit à l'aide uniquement des contraintes sur le vertex et l'énergie dans le centre de masse. Un ajustement de la distribution de masse de $\pi^+ \pi^- \pi^0$ permet ensuite de compter le nombre d'événements $\gamma_{ISR} \omega(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ où le π^0 a été vu ou non.

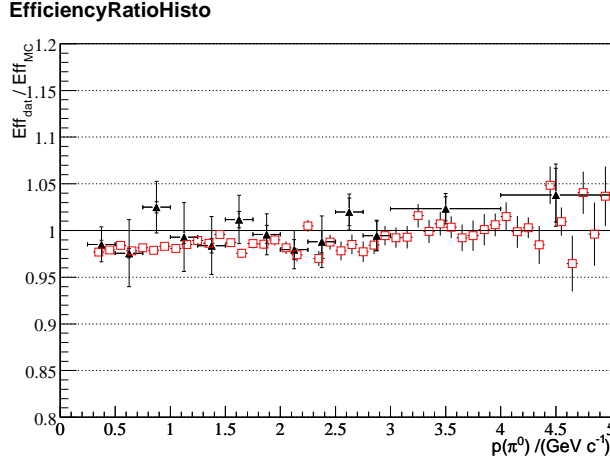


FIG. 3.62 – Evolution de la correction d'efficacité de la reconstruction des π^0 calculée avec les désintégrations des leptons τ (carrés rouges) et des mésons D^0 (triangles noirs) en fonction de l'impulsion du π^0 .

TAB. 3.43 – Facteurs de correction de l'efficacité de reconstruction du π^0 dans les MC.

Source du π^0	correction
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \pi^0$	0,968311
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	
$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	0,967724

la désintégration $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$. Nous vérifierons que les résolutions soient comparables dans les données et les simulations.

Cet accord est principalement dû à l'amélioration de l'altération de la résolution des simulations (*smearing*¹⁸) par le groupe *Neutral*. La figure 3.63 compare le spectre d'énergie des photons dans les données et la simulation avant et après le smearing. On constate que l'accord est quasiment parfait. Ce smearing a également été validé dans un canal hadronique avec le mode $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ (voir la figure 3.64).

La correction d'efficacité de l'identification des particules chargées

Pour la correction d'efficacité sur l'identification des particules chargées, différents échantillons de contrôle sont utilisés en fonction du sélecteur choisi. Le tableau 3.44 donne, pour chaque type de particule chargée, le processus reconstruit dans les données pour former un échantillon de référence. Ces processus ont été choisis en fonction de leur abondance et de leur rapport signal sur bruit élevé lors de leur reconstruction. Les événements issus de ces différents processus sont ensuite utilisés pour calculer, pour chaque sélecteur d'identification de particule chargée, la correction d'efficacité et l'incertitude systématique associée à l'aide de la méthode du double rapport présentée ci-dessus. Les facteurs de correction obtenus varient alors entre 0,97 et 1. Ces facteurs de correction sont donnés pour chaque trace avec une incertitude σ_{PID} . L'incertitude systématique liée à l'identification des particules chargées est alors calculée en faisant varier le facteur de correction de $\pm 1\sigma_{PID}$. La différence relative du nombre corrigé d'événements de signal (calculée avec le MC

18. La résolution des simulations étant généralement supérieure à celle des données, le *smearing* consiste à convoluer les distributions simulées avec des fonctions de résolution afin que leur forme soit proche de celle des données.

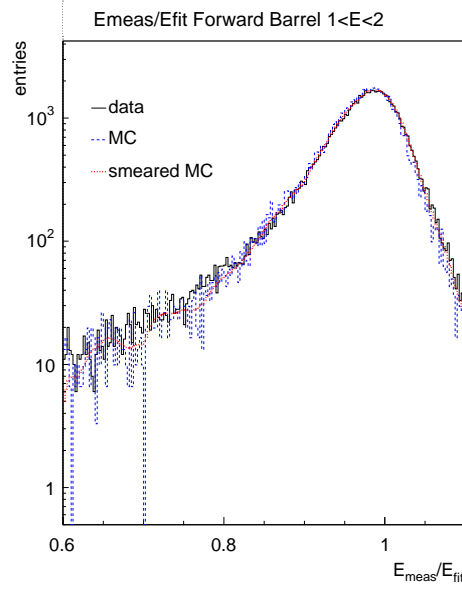


FIG. 3.63 – Spectre en énergie des photons de 1 à 2 GeV dans les données (ligne noire) et dans les simulations avant (ligne pointillée bleue) et après (ligne pointillée rouge) le smearing.

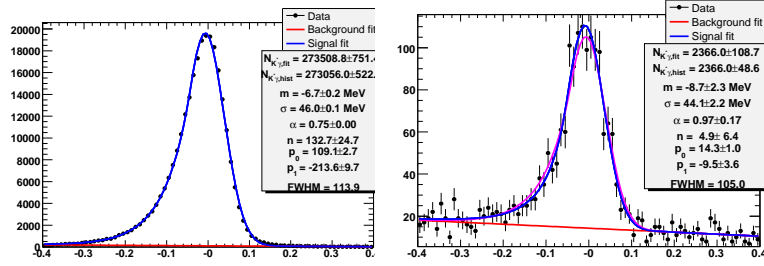


FIG. 3.64 – Distributions de ΔE pour le processus $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ dans les MC (figure de gauche) et dans les données des runs 1 à 5 (figure de droite). Le smearing a été préalablement appliqué aux MC. La courbe violette est la fonction de densité de probabilité ajustée sur les MC, à comparer à la courbe bleue sur la figure de droite.

exclusif dans la région de signal en $m_{ES} - \Delta E$) est alors prise comme incertitude systématique. Suivant les modes, cette incertitude s'échelonne entre 1 et 1,6 %.

On remarque que dans cette table, notamment pour le mode servant à calibrer le PID des kaons, les particules sont toutes identifiées avec des critères cinématiques très discriminants et dans des canaux quasiment sans bruit de fond. Ainsi pour les D^{*+} issus des événements $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$, on se sert de la différence de masse entre le D^{*+} et le D^0 , le kaon est ensuite identifié comme la trace dont la charge est opposée à celle de la trace de basse impulsion (*i.e.* la trace du pion issu de $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$).

La correction d'efficacité de la reconstruction des traces

Une façon de mesurer l'efficacité de reconstruction des traces chargées est d'isoler un échantillon d'événements pour lesquels la physique contraint le nombre de traces n . Si ces événements sont sélectionnés avec des critères sur $(n - 1)$ traces, alors la fraction f_n d'événements pour lesquels la $n^{\text{ème}}$ trace est trouvée est une mesure de l'efficacité ϵ pour la reconstruction de cette trace :

TAB. 3.44 – *Processus utilisés pour le calcul de la correction d'efficacité et de l'incertitude systématique des outils d'identification des particules chargées.*

Particules chargées	Canal reconstruit
Protons	$\Lambda \rightarrow \pi p$
Kaons K^\pm , pions π^\pm	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+, D^0 \rightarrow K^- \pi^+$
Pions π^\pm	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \tau \rightarrow \nu_\tau 3\pi$
Muons μ^\pm	$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$
Electrons e^\pm	$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$

$f_n = \epsilon \times A$, où A est l'acceptance du détecteur. Ainsi la probabilité de reconstruire correctement une trace est :

$$f_n = \frac{N_n}{N_n + N_{n-1}}, \quad (3.5.8)$$

où N_n est le nombre d'événements où les n traces ont été reconstruites, et N_{n-1} est le nombre d'événements où une trace est manquante. La mesure de f_n dans les données et les simulations permet donc de mesurer la correction d'efficacité $\epsilon_{data}/\epsilon_{MC}$. Le facteur de correction des MC est alors défini par :

$$\Delta = 1 - \frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{MC}}. \quad (3.5.9)$$

De même que pour la correction d'efficacité de reconstruction des $\pi^0/\eta/\gamma$, le facteur de correction pour la reconstruction des traces est calculé avec les événements $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$. Un des τ est reconstruit dans un canal leptonique $\tau \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \mu$ et le second τ dans un canal hadronique

$$\tau \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \nu_\tau, \tau \rightarrow \rho^0 (\pi^+ \pi^-) \pi^- \nu_\tau,$$

où la particule notée en gras représente la trace potentiellement manquante. L'avantage de tels événements est :

- un nombre d'événements élevé : la section efficace de $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ étant 0,94 nb et le rapport d'embranchement $l + 3$ hadrons de 11 %,
- une distribution d'impulsion de traces issues des désintégrations du τ similaire à celle des désintégrations des mésons B .

Le lepton τ , par conservation de la charge, ne peut produire qu'un nombre paire de traces (3 dans les modes décrits ci-dessus). Des sélections cinématiques sont appliquées sur les deux premières traces suivant le mode reconstruit. L'efficacité f_3 (voir la relation (3.5.8)) s'écrit :

$$f_3 = \frac{N_3}{N_3 + N_2}, \quad (3.5.10)$$

où N_3 (resp. N_2) est le nombre d'événements où trois (resp. deux) traces ont été reconstruites. L'incertitude systématique est calculée en évaluant la probabilité qu'une trace supplémentaire soit assignée (N_4):

$$f'_3 = \frac{N_3}{N_4 + N_3 + N_2}. \quad (3.5.11)$$

La charge de la trace manquante étant connue, ces efficacités, f_3 et f'_3 sont aussi calculées pour les traces de charge positive ou négative afin d'évaluer l'asymétrie de charge du détecteur¹⁹. Cette méthode n'est applicable qu'aux traces dont l'impulsion est supérieure à 180 MeV/c (ce qui est le cas dans notre analyse), pour les traces de faible impulsion une étude spécifique est menée avec le

19. La compréhension de l'asymétrie de charge du détecteur est fondamentale, en effet le but premier de l'expérience *BABAR* est l'étude de la violation de CP , mesurée par des asymétries de charge.

détecteur de silicium sur les pions *mous*. Les facteurs de correction et l'incertitude systématique calculés par le groupe *Tracking* de *BABAR* avec la méthode des τ sont donnés dans la table²⁰ 3.45. La correction et la systématique étant du même ordre de grandeur, la recommandation du groupe *Tracking* est de ne pas appliquer de correction d'efficacité et d'assigner comme incertitude la moyenne quadratique de la correction et de la systématique. La troisième colonne de la table 3.45 donne ainsi l'incertitude systématique assignée à chaque trace dans notre analyse. Pour chaque mode cette incertitude est sommée linéairement sur toutes les traces utilisées pour la reconstruction du mode.

TAB. 3.45 – *Correction d'efficacité, incertitude systématique et moyenne quadratique des deux, calculées pour chaque type de trace pour l'ensemble des 6 runs de BABAR. La définition des types de traces est donnée à la section 2.3.1.*

Type de traces	correction C (%)	systématique S (%)	$\sqrt{C^2 + S^2}$
<i>GoodTracksLoose</i>	0,276	0,236	0,363
<i>GoodTracksVeryLoose</i>	0,273	0,229	0,356
<i>ChargedTracks</i>	0,312	0,142	0,343

La correction d'efficacité de la reconstruction des K_S^0

Le groupe de travail *Tracking* de *BABAR* propose des corrections d'efficacité pour une liste de sélections standards sur les K_S^0 . Les sélections appliquées aux candidats K_S^0 dans notre analyse ont ainsi été choisies afin de correspondre à une des sélections étudiées par le groupe *Tracking* (voir section 3.2.8). Ce choix nous permet d'utiliser les facteurs de correction et l'incertitude systématique calculés, ce qui est un gain en temps et en précision. Pour chaque candidat K_S^0 , le facteur de correction d'efficacité est calculé en fonction de :

- son impulsion transverse p_T ,
- sa distance de vol dans le plan x - y d_{xy} ,
- son angle d'incidence θ ,
- la fenêtre de masse sélectionnée,
- la tension appliquée sur les fils de détection de la chambre à fils,
- la catégorie de sélections appliquées aux candidats K_S^0 .

Le groupe *Tracking* de *BABAR* calcule les facteurs de correction en comparant bin à bin les distributions de p_T , d_{xy} et θ dans les données et les simulations. Les candidats K_S^0 utilisés peuvent provenir de tous les processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $B\bar{B}$, $\tau^+\tau^-$, la majorité des K_S^0 étant issus de $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. L'étude est ainsi effectuée sur un échantillon de 1,4 millions de K_S^0 dans les données et 2 millions dans les simulations. Les facteurs de correction calculés pour chaque Run dans le cadre de ce travail, ainsi que l'erreur, sont donnés dans la table 3.46. Ils ont été calculés avec les simulations exclusives de $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$.

3.5.2 Etude de la résolution de reconstruction dans $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$

Les modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ constituent un bruit de fond notable dans la reconstruction de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ (voir la section 3.1.2). Bien que la distribution de ce bruit soit décalée en ΔE par rapport au signal, sa largeur est dominée par la résolution de reconstruction du π^0 issu de $\rho^- \rightarrow \pi^-\pi^0$ qui est évaluée à partir des simulations. Si cette distribution est plus large dans les données que dans les simulations, le nombre d'événements $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ dans la zone du signal sera sous-estimé.

20. Plusieurs canaux sont utilisés pour mesurer la correction d'efficacité de reconstruction des traces et vérifier les résultats donnés par la méthode des τ . Ainsi le groupe *Tracking* de *BABAR* étudie aussi $e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR}\omega\pi^0$ et $D^0 \rightarrow K^-\pi^+/D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$.

TAB. 3.46 – *Facteur de correction et incertitude systématique associés à la reconstruction et à la sélection des K_S^0 . Le total est la somme des facteurs pondérés par la luminosité du Run correspondant.*

Run	Correction	Erreur (%)
1	1,0	0,6
2	1,0	0,6
3	1,0	0,9
4	1,0	0,6
5	1,0	0,6
6	1,0	0,9
Total	1,0	0,67

Afin d'évaluer la différence entre données et simulations, les événements $B^- \rightarrow D^0 \rho^-$ sont reconstruits dans les simulations génériques $B\bar{B}$, $q\bar{q}$ et dans les données, avec $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$. Des sélections simples sont appliquées sur le D^0 , sur la masse du π^0 et du ρ^- et sur m_{ES} . Les π^0 issus de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \pi^0$ ont une impulsion d'environ 2,3 GeV/c, afin de n'étudier que les π^0 du ρ^- qui imitent les π^0 du signal, on demande $1,9 < p^*(\pi^0) < 2,7$ GeV/c.

Les distributions de ΔE sont ajustées avec la somme d'une fonction de Novosibirsk modifiée pour les événements $B^- \rightarrow D^0 \rho^-$, d'un polynôme d'ordre un pour le bruit combinatoire et d'une Gaussienne pour les événements $B^- \rightarrow D^{*0} \rho^-$ et $B^- \rightarrow D^{*0} a_1^-$. La valeur centrale et la largeur de la fonction Novosibirsk et de la Gaussienne sont laissées libres pour l'ajustement des données et les paramètres du bruit sont fixés. L'ajustement dans les données et les simulations est donné à la figure 3.65 avec pour résultat :

$$\begin{aligned}
\text{données : } \langle \Delta E \rangle &= 2,47 \pm 1,14 \text{ MeV} & (3.5.12) \\
\text{simulations : } \langle \Delta E \rangle &= -3,22 \pm 1,32 \text{ MeV} \\
\text{données : } \sigma_{\Delta E} &= 40,44 \pm 1,40 \text{ MeV} \\
\text{simulations : } \sigma_{\Delta E} &= 43,07 \pm 1,08 \text{ MeV}.
\end{aligned}$$

On remarque une différence non négligeable entre les valeurs centrales. La résolution en ΔE est plus grande dans les simulations que dans les données mais reste identique au premier ordre (voir la figure en bas à droite de 3.65).

3.5.3 Les échantillons de contrôle $B^- \rightarrow D^{(*)0} \pi^-$, $D^{(*)0} \rho^-$

Afin de calculer les corrections d'efficacité des sélections propres à notre analyse, nous utilisons le canal $B^- \rightarrow D^{(*)0} \pi^-$ comme échantillon de contrôle des critères appliqués aux candidats D^0 , D^{*0} et sur le Fisher de forme. Les canaux $B^- \rightarrow D^{(*)0} \pi^-$ ont été choisis pour :

- leur rapport d'embranchement beaucoup plus élevé que celui des modes étudiés : $\mathcal{BF}(B^- \rightarrow D^0 \pi^-) = (4,84 \pm 0,15) \times 10^{-3}$, $\mathcal{BF}(B^- \rightarrow D^0 \pi^-) = (5,19 \pm 0,26) \times 10^{-3}$ [28],
- leur efficacité de reconstruction élevée (par exemple le mode $B^- \rightarrow D^0(K^- \pi^+) \pi^-$ a pour signature expérimentale 3 traces de haute impulsion),
- la cinématique des mésons $D^{(*)0}$ très proche de celle des modes supprimés de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ étudiés.

Le nombre de candidats B est calculé à l'aide d'un ajustement de la distribution de m_{ES} (la masse contrainte à l'énergie du faisceau, voir la section 3.3.1), après une coupure à ± 50 MeV sur la différence d'énergie ΔE . La partie combinatoire de la distribution de m_{ES} est ajustée avec une fonction empirique dite *d'Argus* (voir la section 3.3.1).

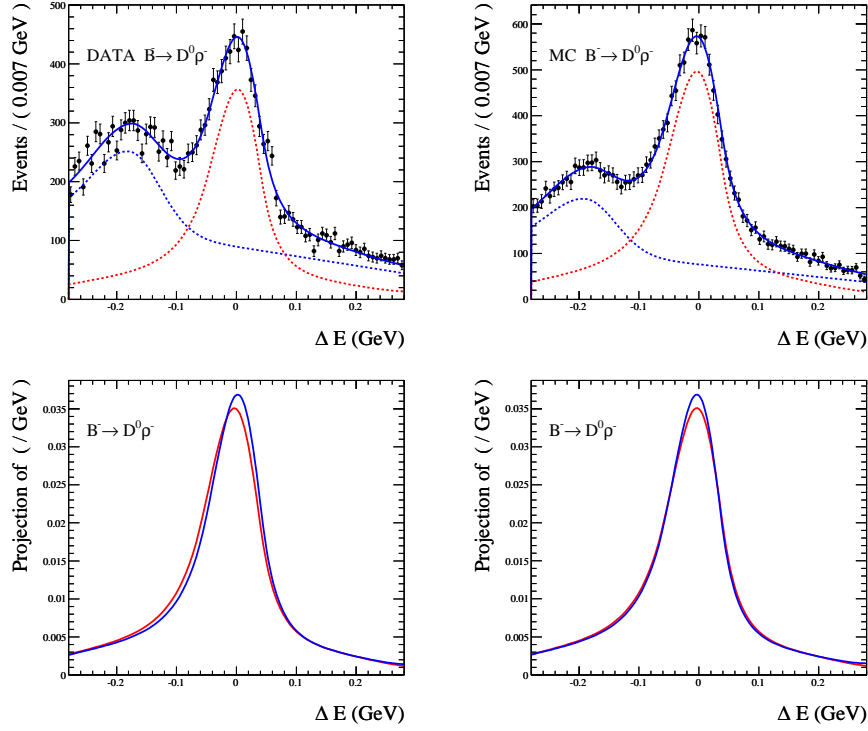


FIG. 3.65 – figure en haut à gauche : ajustement de ΔE dans les données. figure en haut à droite : ajustement de ΔE dans les simulations MC génériques. figure en bas à gauche : superposition des densités de probabilité des événements $B^- \rightarrow D^0 \rho^-$ obtenues à partir de l'ajustement des simulations (rouge) et des données (bleue). figure en bas à droite : superposition des densités de probabilité des événements $B^- \rightarrow D^0 \rho^-$ obtenues à partir de l'ajustement des simulations (rouge) et des données (bleue) lorsque la valeur centrale est contrainte à la même valeur pour observer la différence de résolution.

Le pic de signal est ajusté avec deux Gaussiennes, la seconde Gaussienne servant à modéliser la queue non négligeable vers les basses valeurs de m_{ES} . Afin de ne faire aucune hypothèse sur la forme de la distribution en m_{ES} du signal de B , le nombre d'événements de signal est calculé comme la différence entre le nombre d'événements total dans la zone de signal ($m_{ES} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$) et le nombre d'événements de combinatoire, donné par l'intégrale de la fonction d'Argus au dessus de $5,27 \text{ GeV}/c^2$. L'erreur sur le nombre d'événements de signal est alors calculé en faisant varier le paramètre de forme ξ de la fonction d'Argus de $\pm 1\sigma$.

La figure 3.66 compare la distribution de m_{ES} pour le mode $B^- \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^-$ dans les données et dans les simulations MC génériques avant et après une sélection sur le Fisher de forme. On notera que la sélection choisie en illustration est celle pour laquelle l'efficacité sur le signal est d'environ 30 % et l'efficacité sur le bruit de quelques pourcents (voir les tables 3.39 et 3.40).

L'efficacité ϵ d'une sélection est définie comme :

$$\epsilon = \frac{N_{\text{après}}}{N_{\text{avant}}}, \quad (3.5.13)$$

où $N_{\text{après}}$ et N_{avant} sont les nombres d'événements respectivement après et avant la sélection. Le calcul de l'incertitude sur cette variable doit tenir compte de la forte corrélation entre ces deux variables. En effet les événements composant le lot $N_{\text{après}}$ sont par définition contenus dans le lot

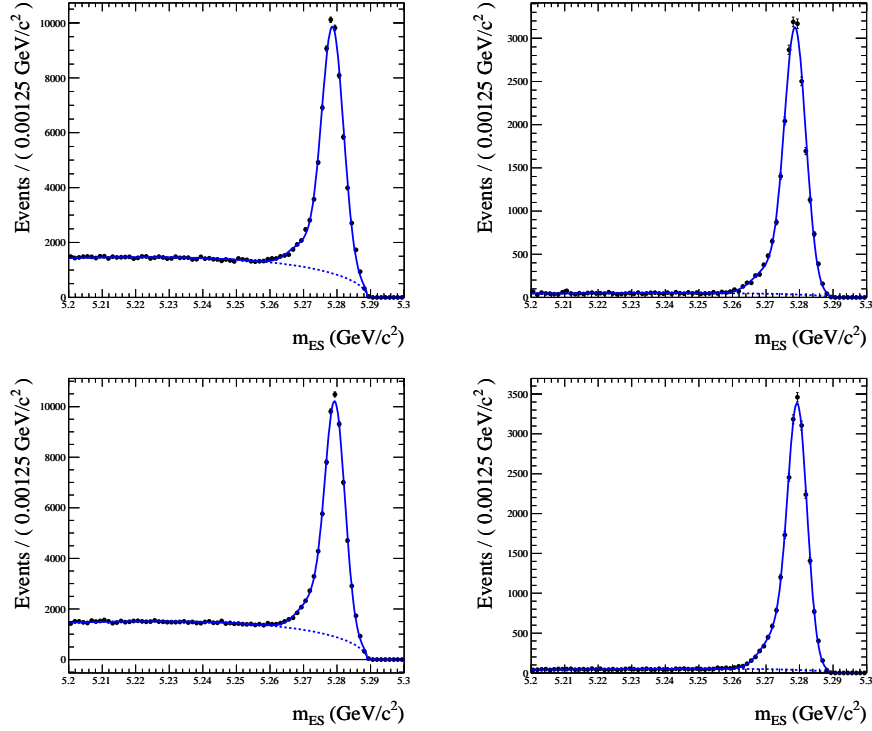


FIG. 3.66 – Exemples de distributions de m_{ES} pour le mode $B^- \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^-$ avant toute sélection sur le Fisher de forme (figures de gauche) et après une coupure à 1,2 (figures de droite). Les figures du haut montrent les données récoltées à la résonance $\Upsilon(4S)$ (OnPeak), les figures du bas montrent les simulations MC génériques normalisées à la luminosité des données. La sélection donnée en exemple est la coupure la plus sévère sur le Fisher, avec une efficacité sur le signal d'environ 30 % et de seulement quelques pourcents pour le bruit. On note la pureté élevée ainsi que l'abondance du signal.

N_{avant} . Afin de décorréler ce problème, définissons [134]:

- $N_{\text{avant}} \pm dN_{\text{avant}}$ le nombre d'événements de signal avant la sélection,
- $N_{\text{après}} \pm dN_{\text{après}}$ le nombre d'événements de signal après la sélection,
- $N_{\text{échec}} \pm dN_{\text{échec}}$ le nombre d'événements de signal qui n'ont pas passé la sélection.

Nous avons ainsi la relation

$$N_{\text{avant}} = N_{\text{après}} + N_{\text{échec}}, \quad (3.5.14)$$

$$\epsilon = \frac{N_{\text{après}}}{N_{\text{après}} + N_{\text{échec}}}.$$

Les variables N_{avant} et $N_{\text{après}}$ n'étant pas ou très peu corrélées, nous pouvons appliquer la méthode de propagation des erreurs pour obtenir l'erreur sur ϵ :

$$(d\epsilon)^2 = \left[\frac{N_{\text{après}} dN_{\text{échec}}}{(N_{\text{après}} + N_{\text{échec}})^2} \right]^2 + \left[\frac{N_{\text{échec}} dN_{\text{après}}}{(N_{\text{après}} + N_{\text{échec}})^2} \right]^2. \quad (3.5.15)$$

D'autre part si la méthode utilisée pour l'extraction du nombre d'événements est correcte, nous avons également la relation:

$$dN_{\text{avant}}^2 = dN_{\text{après}}^2 + dN_{\text{échec}}^2. \quad (3.5.16)$$

Les relations (3.5.15) et (3.5.16) permettent d'éliminer les inconnues $N_{\text{échec}}$ et $dN_{\text{échec}}$ dans l'expression de ϵ et d'obtenir ainsi :

$$(d\epsilon)^2 = \left(\epsilon \frac{dN_{\text{avant}}}{N_{\text{avant}}} \right)^2 + (1 - 2\epsilon) \left(\frac{dN_{\text{après}}}{N_{\text{avant}}} \right)^2. \quad (3.5.17)$$

On calcule enfin pour chaque sélection le double rapport R des efficacités :

$$R = \frac{\epsilon^{\text{data}}}{\epsilon^{\text{MC}}}. \quad (3.5.18)$$

Étant donné que les simulations MC et les données sont indépendantes, l'incertitude sur R peut être facilement calculée à l'aide de la relation :

$$\left(\frac{dR}{R} \right)^2 = \left(\frac{d\epsilon^{\text{data}}}{\epsilon^{\text{data}}} \right)^2 + \left(\frac{d\epsilon^{\text{MC}}}{\epsilon^{\text{MC}}} \right)^2. \quad (3.5.19)$$

La valeur central de R , $\langle R \rangle$, sera alors la correction d'efficacité des MC et l'erreur sur R , ΔR , sera l'incertitude systématique associée.

La correction d'efficacité pour les sélections sur les candidats D^0 et D^{*0} est calculée à l'aide respectivement des modes $B^- \rightarrow D^0\pi^-$ et $B^- \rightarrow D^{*0}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)\pi^-$ ²¹. Afin de diminuer le bruit de fond combinatoire, des coupures sont préalablement appliquées : sélection sur le Fisher de forme, $R2 < 0,5$ (voir section 3.3.2) et $|\Delta E| < 50$ MeV. Toutes les sélections dont la correction d'efficacité est déjà connue sont retirées afin de ne pas les compter plusieurs fois. Le nombre d'événements de signal B est ensuite extrait par ajustement de la variable m_{ES} tel que cela est décrit au début de cette section. L'ajustement de m_{ES} dans les données et les simulations génériques pour le mode $B^- \rightarrow D^0(K3\pi)\pi^-$, avant et après les sélections sur D^0 , est donné à la figure 3.67.

Le rapport des efficacités R est donné dans le tableau 3.48. Pour le mode $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$, nous distinguons les cas où la sélection sur l'hélicité du D^{*0} a été appliquée, "*hel.*" (pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$) des cas où la variable d'hélicité n'est pas utilisée, "*no hel.*" (pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta, \eta', \omega$).

L'efficacité calculée avec le canal de contrôle est comparée à l'efficacité calculée avec les simulations du signal, qui sont récapitulées dans le tableau 3.47. Cette comparaison permet de s'assurer de la compatibilité entre le canal de contrôle et les canaux de signal reconstruits dans notre analyse.

Dans certains cas comme $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ ou $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, l'efficacité calculée avec le canal de contrôle est significativement plus petite que l'efficacité attendue. La raison principale est la multiplicité des candidats B par événement. En effet, même dans un mode aussi pur que $B^- \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)(K^-\pi^+)\pi^-$ et après des sélections sur les candidats D^0 et sur le Fisher de forme, le nombre de candidats B par événements reste élevé. De cette façon la distribution de la différence de masse du D^{*0} dans le canal de contrôle peut être très différente de celle obtenue avec la vérité MC du signal à cause des candidats multiples B . Cette situation est commune à tous les modes de multiplicité élevée.

On observe au premier ordre un bon accord entre les données du canal de contrôle et les simulations génériques, particulièrement pour le bruit combinatoire. Les différences spécifiques et les systématiques qui y sont liées s'annuleront grâce à la méthode du double rapport pour le calcul de la correction d'efficacité.

De façon similaire, la correction d'efficacité pour la coupure sur le Fisher de forme est calculée à l'aide du mode $B^- \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^-$. Ce mode a été choisi en raison de sa pureté et de sa statistique élevées. Afin de diminuer le bruit de fond combinatoire, ne sont conservés que les candidats B qui satisfont $R2 < 0,5$, $|\Delta E| < 50$ MeV et les sélections sur $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Le nombre

²¹. Parmi les différents modes de D^0 reconstruits, seul $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ est conservé pour l'étude de $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$. Ce mode D^0 assure en effet une grande pureté tout en conservant un nombre d'événements de signal suffisamment élevé.

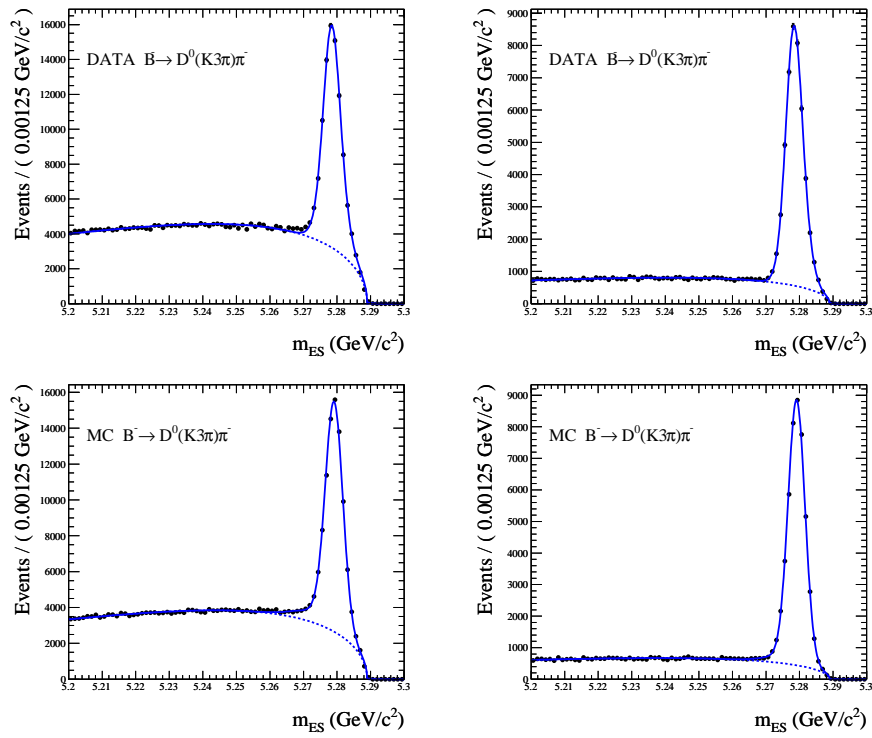


FIG. 3.67 – Ajustement de m_{ES} pour le mode $B^- \rightarrow D^0(K3\pi)\pi^-$, dans les données et les simulations génériques, avant et après les sélections sur les candidats D^0 (figures respectivement de gauche et de droite).

TAB. 3.47 – Efficacité calculée avec les simulations du signal. Les sélections retirées sont spécifiées. Les colonnes "eff. données" et "eff. MC" donnent les efficacités sur respectivement les données et les simulations, calculées pour l'échantillon de contrôle $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$. Les efficacités ont aussi été calculées avec le canal $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ et sont données entre parenthèses pour comparaison.

Sélections	table	sel. retirées	eff. (%)	eff. données (%)	eff. MC (%)
$D^0(K\pi)$	3.28	PID	74.9	$74,0 \pm 0,1$ ($72,9 \pm 0,2$)	$74,3 \pm 0,1$ ($72,8 \pm 0,2$)
$D^0(K\pi\pi^0)$	3.31	PID	52.0	$37,2 \pm 0,1$ ($29,9 \pm 0,2$)	$36,8 \pm 0,1$ ($30,9 \pm 0,2$)
$D^0(K3\pi)$	3.33	PID	60,1	$60,5 \pm 0,1$ ($58,8 \pm 0,5$)	$62,0 \pm 0,2$ ($59,0 \pm 0,4$)
$D^0(K_s\pi\pi)$	3.35	K_S^0	81.4	$65,9 \pm 0,3$ ($61,5 \pm 0,9$)	$65,7 \pm 0,3$ ($61,4 \pm 0,8$)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(\text{hel.})$	3.36	D^0	82,7	$52,7 \pm 0,1$ (\times)	$53,8 \pm 0,1$ (\times)
$D^{*0}(D^0\pi^0)(\text{no hel.})$	3.36	D^0	91,2	$65,4 \pm 0,1$ ($61,0 \pm 0,3$)	$65,7 \pm 0,1$ ($59,8 \pm 0,6$)
$D^{*0}(D^0\gamma)$	3.38	D^0	72,4	$50,0 \pm 0,1$ ($35,6 \pm 0,4$)	$48,1 \pm 0,1$ ($32,9 \pm 0,4$)

d'événements de signal est évalué à l'aide d'un ajustement en m_{ES} , de même que dans le cas des sélections du $D^{(*)0}$.

Les efficacités calculées pour le mode $B^- \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^-$ dans les données et les simulations sont données à la figure 3.68 en fonction de la sélection sur le Fisher de forme. Les efficacités calculées avec le canal de contrôle $B^- \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^-$ sont compatibles avec les efficacités sur le signal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$.

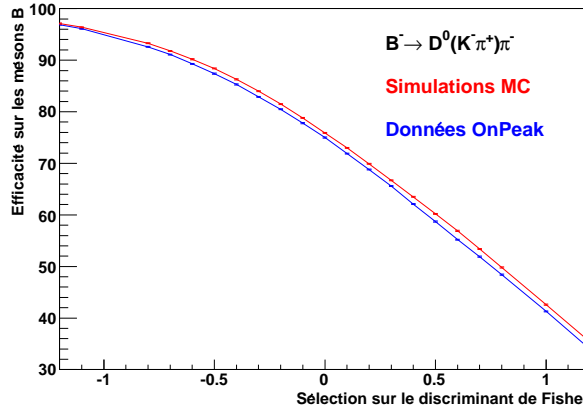


FIG. 3.68 – Efficacité sur le signal de B de la sélection sur le Fisher de forme dans les données et les simulations pour le canal de contrôle $B^- \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^-$.

La valeur de la correction d'efficacité R et l'incertitude systématique associée sont données dans le tableau 3.49 et illustrées par la figure 3.69.

En raison de la différence de masse entre les mésons π^- , ω , η et η' , la cinématique des mésons $D^{(*)0}$ dans les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ peut être sensiblement différente par rapport aux modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$. Afin de vérifier la congruence de l'échantillon de contrôle $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, les corrections d'efficacité sont calculées avec la même méthode dans les canaux $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ (la masse d'un méson ρ chargé étant 775.49 ± 0.34 MeV/ c^2 [28]). Les modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ souffrant d'un bruit de fond important, des sélections sont tout d'abord appliquées sur le Fisher de forme, sur la masse des π^0 issus du ρ^0 , sur la masse du ρ et sur la différence d'énergie ΔE . Le nombre d'événements de signal B est ensuite calculé par ajustement de la distribution de m_{ES} comme avec les modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, la figure 3.70 donne en exemple les distributions de m_{ES} pour le mode $B^- \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\rho^-$ dans les données et les simulations. L'efficacité calculée pour chaque

TAB. 3.48 – Rapport des efficacités $R = \epsilon^{\text{données}} / \epsilon^{\text{MC}}$ pour les sélections sur les candidats D^{*0} et D^0 . Ces valeurs ont été calculées avec le canal de contrôle $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$. Les corrections d'efficacité ont aussi été calculées avec le canal $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ et sont données entre parenthèses pour comparaison. Aucune différence significative n'est à relever, ce qui assure que les désintégrations $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ forment un échantillon de contrôle adapté aux modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ où h^0 est plus lourd qu'un pion. Pour le mode $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$, nous distinguons les cas où la sélection sur l'hélicité du D^{*0} a été appliquée, "hel." (pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$) des cas où la variable d'hélicité n'est pas utilisée, "no hel." (pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta, \eta', \omega$). En raison de la nature angulaire vecteur-vecteur de la désintégration $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$, la sélection sur l'hélicité du D^{*0} ne peut pas être étudiée avec ce canal.

Sélection	R	$=$	$\epsilon^{\text{données}} / \epsilon^{\text{MC}}$ (%)	$\Delta R / R$ (%)
$D^0(K\pi)$	99.68	\pm	0.12 (100.10 \pm 0.39)	0.1246 (0.3896)
$D^0(K\pi\pi^0)$	101.28	\pm	0.34 (96.90 \pm 0.86)	0.3343 (0.8875)
$D^0(K3\pi)$	97.65	\pm	0.35 (99.67 \pm 1.07)	0.3626 (1.0735)
$D^0(K_s\pi\pi)$	100.30	\pm	0.66 (100.24 \pm 1.89)	0.6624 (1.8855)
$D^0(\text{all})$	101.01	\pm	0.20 (98.52 \pm 0.52)	0.1981 (0.5278)
$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0(\text{hel.})$	97,87	\pm	0,21 (\times)	0,22 (\times)
$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0(\text{no hel.})$	99,46	\pm	0,21 (102,10 \pm 1,14)	0,21 (1,12)
$D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$	104,05	\pm	0,43 (108,30 \pm 1,86)	0,41 (1,71)
$D^{*0} \rightarrow \text{all}(\text{hel.})$	99,38	\pm	0,22 (\times)	0,22 (\times)
$D^{*0} \rightarrow \text{all}(\text{no hel.})$	101,16	\pm	0,21 (108,50 \pm 1.07)	0,21 (0.99)

sélection est donnée dans la table 3.47 où elle est comparée aux efficacités calculées avec le MC signal et avec les données et simulations de $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$.

Nous notons des différences dans l'efficacité des sélections sur les D^{*0} entre les modes $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$ et $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$, qui sont probablement dues à des différences de cinématique. Les efficacités des sélections sur $D^{(*)0}$ dans les canaux $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$ et $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$ restent globalement compatibles. La sélection sur l'hélicité du D^{*0} ne peut pas être étudiée, en effet les mésons D^{*0} et ρ^- étant vecteurs, la distribution de l'angle d'hélicité du D^{*0} est différente. Les corrections d'efficacité calculées avec $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ sont données dans la table 3.48. Nous pouvons conclure que les corrections d'efficacité de simulation calculées avec les modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ et $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ sont compatibles à quelques pourcents.

3.6 Nombre d'événements de signal et performance attendus

Cette partie donne, pour chaque canal reconstruit, l'efficacité des sélections appliquées et le nombre d'événements de signal attendus dans les données après correction de l'efficacité de détection.

Le nombre d'événements de signal attendu est calculé à partir du MC signal reconstruit dans le plan :

$$m_{\text{ES}} > 5,27 \text{ GeV}/c^2, \quad -280 < \Delta E < 280 \text{ MeV}.$$

Les tables 3.50 et 3.51 donnent pour chaque mode l'efficacité des sélections, la correction d'efficacité totale ainsi que le nombre d'événements de signal attendu, corrigé et normalisé au nombre de $B\bar{B}$ récoltés dans les données soit environ 454 millions (voir la table 3.4). On remarque que, malgré des rapports d'embranchement très différents, les modes $D^0 \rightarrow K\pi$, $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ et $D^0 \rightarrow K3\pi$ ont un nombre d'événements de signal comparable en raison de leur différente acceptance et de leurs rapports d'embranchements secondaires \mathcal{BF} .

L'acceptance totale est définie comme le produit de l'efficacité corrigée des sélections par le \mathcal{BF} des canaux secondaires. C'est donc, pour un événement de signal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$, la probabilité qu'il soit détecté, reconstruit et sélectionné comme du signal. L'acceptance totale est donnée pour

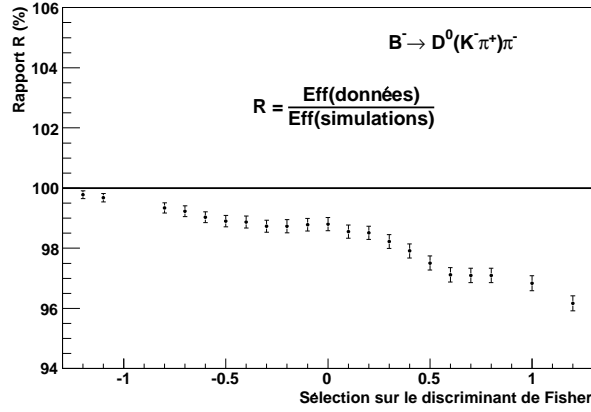


FIG. 3.69 – Rapport des efficacités $R = \epsilon^{\text{données}} / \epsilon^{\text{MC}}$ (%) pour les sélections sur le Fisher de forme. La ligne horizontale correspond à la situation idéale où l'efficacité dans les simulations reproduit exactement celle dans les données. Ces valeurs ont été calculées avec le canal de contrôle $B^- \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^-$. On remarque le comportement monotone de la correction d'efficacité en fonction de la valeur de coupure : la correction diminue quand la valeur se déplace vers le côté du bruit qui avait été modélisé par les données OffPeak.

chaque mode dans les tableaux 3.50 et 3.51. Pour la combinaison des différents modes de D^0 et de D^{*0} , l'acceptance totale est la somme de l'acceptance totale de chacun des modes combinés. La diaphonie entre les modes combinés augmente artificiellement l'acceptance (par exemple un événement $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K3\pi)h^0$ peut être reconstruit en $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K\pi\pi^0)h^0$, on aura ainsi plus d'événements $D^0(K\pi\pi^0)h^0$). Cet effet est de l'ordre de 0,3 % pour la combinaison des modes de D^0 et de 10 % pour la combinaison des modes de D^{*0} (en effet la désintégration $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ peut aisément être reconstruite en $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ par la perte d'un photon, de même $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ peut être associée avec un photon de l'événement).

TAB. 3.49 – Rapport des efficacités $R = \epsilon^{\text{donnees}}/\epsilon^{\text{MC}}$ pour les sélections sur le Fisher de forme. Ces valeurs ont été calculées avec le canal de contrôle $B^- \rightarrow D^0(K^- \pi^+) \pi^-$.

Coupure	$R = \epsilon^{\text{donnees}}/\epsilon^{\text{MC}}$ (%)	$\Delta R/R$ (%)
1.2	96.17 ± 0.25	0,26
1.0	96.84 ± 0.25	0,25
0.8	97.10 ± 0.24	0,25
0.7	97.10 ± 0.24	0,24
0.6	97.12 ± 0.24	0,24
0.5	97.51 ± 0.23	0,24
0.4	97.91 ± 0.23	0,24
0.3	98.22 ± 0.23	0,24
0.2	98.51 ± 0.22	0,23
0.1	98.55 ± 0.22	0,22
0.0	98.80 ± 0.22	0,22
-0.1	98.78 ± 0.21	0,21
-0.2	98.73 ± 0.22	0,22
-0.3	98.73 ± 0.20	0,21
-0.4	98.87 ± 0.20	0,20
-0.5	98.90 ± 0.19	0,19
-0.6	99.03 ± 0.18	0,19
-0.7	99.23 ± 0.18	0,18
-0.8	99.34 ± 0.17	0,17
-1.1	99.68 ± 0.14	0,14
-1.2	99.78 ± 0.13	0,13

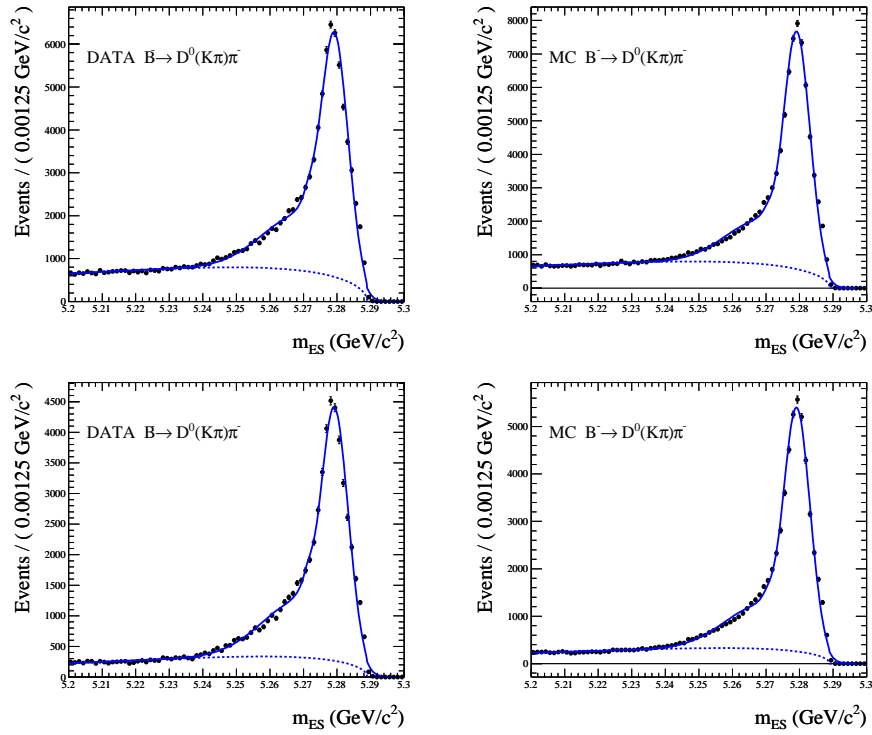


FIG. 3.70 – Exemples de distributions de m_{ES} pour le mode $B^- \rightarrow D^0(K^- \pi^+) \rho^-$ avant toute sélection sur le D^0 (figures du haut) et après (figures du bas). Les figures de gauche montrent les données récoltées à la résonance $\Upsilon(4S)$ (OnPeak), les figures de droite montrent les simulations MC génériques normalisées à la luminosité des données.

TAB. 3.50 – Pour chaque mode est donné dans le plan $m_{ES} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ et $|\Delta E| < 280 \text{ MeV}$: le nombre d'événements de signal générés (n_g), le nombre d'événements de signal après toutes les sélections (n_s), l'efficacité non corrigée des sélections ($\epsilon = n_s/n_g$), la correction d'efficacité (α), le produit des rapports d'embranchement secondaires (\mathcal{BF}_{sec}), l'acceptance totale corrigée ($\epsilon \cdot \alpha \cdot \mathcal{BF}_{sec}$) et enfin le nombre d'événements de signal attendu dans les données ($n_{attendu} = N_{B\bar{B}}^{data} \cdot \epsilon \cdot \alpha \cdot \mathcal{BF}_{sec} \cdot \mathcal{BF}$) où $N_{B\bar{B}}^{data} \simeq 454 \times 10^6$ est le nombre de paires $B\bar{B}$ dans les données et où \mathcal{BF} est la valeur du rapport d'embranchement du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ donnée par le PDG (voir la table 3.1). Les rapports d'embranchement secondaires utilisés pour le calcul de \mathcal{BF}_{sec} sont les valeurs données par le PDG 2007 [28].

mode \bar{B}^0	n_g	n_s	ϵ (%)	α (%)	\mathcal{BF}_{sec} (%)	$\epsilon \cdot \alpha \cdot \mathcal{BF}_{sec}$ (‰)	$n_{attendu}$
$D^0(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	195000	39097	20.0	95.1	1.5	2.87	263
$D^0(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	282000	30119	10.7	93.9	3.0	3.04	279
$D^0(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	666900	42772	6.4	93.7	5.3	3.16	289
$D^0(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	309000	33360	10.8	96.0	0.8	0.81	75
$D^0(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	192660	26706	13.9	94.9	0.9	1.13	103
$D^0(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	192660	14631	7.6	93.7	1.7	1.23	113
$D^0(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	450002	20842	4.6	93.6	3.0	1.30	119
$D^0(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	305292	22485	7.4	96.0	0.4	0.32	29
$D^0(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	195000	21062	10.8	95.1	0.7	0.69	39
$D^0(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	195000	11001	5.6	93.8	1.3	0.71	41
$D^0(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	192660	5944	3.1	92.2	2.3	0.67	38
$D^0(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	309000	17914	5.8	95.7	0.3	0.19	11
$D^0(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	195000	20088	10.3	98.0	1.1	1.13	64
$D^0(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	195000	6244	3.2	94.5	2.3	0.68	38
$D^0(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	382356	11554	3.0	95.3	3.9	1.13	63
$D^0(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	309000	15769	5.1	97.8	0.6	0.29	16
$D^0(K\pi)\pi^0$	572000	124056	21.7	95.1	3.8	7.79	923
$D^0(K3\pi)\pi^0$	1190000	128766	10.8	93.1	7.6	7.66	908
$D^0(K\pi\pi^0)\pi^0$	2373000	176375	7.4	93.7	13.2	9.18	1088
$D^0(K_s\pi\pi)\pi^0$	309000	32346	10.5	95.1	2.0	1.96	232
$D^0(K\pi)\omega$	440648	44900	10.2	94.8	3.4	3.25	382
$D^0(K3\pi)\omega$	1293292	71053	5.5	93.2	6.8	3.47	408
$D^0(K\pi\pi^0)\omega$	2434503	78235	3.2	92.3	11.8	3.49	410
$D^0(K_s\pi\pi)\omega$	305292	16403	5.4	95.1	1.8	0.90	105

TAB. 3.51 – Pour chaque mode est donné dans le plan $m_{\text{ES}} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ et $|\Delta E| < 280 \text{ MeV}$: le nombre d'événements de signal générés (n_g), le nombre d'événements de signal après toutes les sélections (n_s), l'efficacité non corrigée des sélections ($\epsilon = n_s/n_g$), la correction d'efficacité (α), le produit des rapports d'embranchement secondaires ($\mathcal{BF}_{\text{sec}}$), l'acceptance totale corrigée ($\epsilon \cdot \alpha \cdot \mathcal{BF}_{\text{sec}}$) et enfin le nombre d'événements de signal attendu dans les données ($n_{\text{attendu}} = N_{B\bar{B}}^{\text{data}} \cdot \epsilon \cdot \alpha \cdot \mathcal{BF}_{\text{sec}} \cdot \mathcal{BF}$) où $N_{B\bar{B}}^{\text{data}} \simeq 454 \times 10^6$ est le nombre de paires $B\bar{B}$ dans les données et où \mathcal{BF} est la valeur du rapport d'embranchement du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ donnée par le PDG (voir la table 3.1). Les rapports d'embranchement secondaires utilisés pour le calcul de $\mathcal{BF}_{\text{sec}}$ sont les valeurs données par le PDG 2007 [28].

mode \bar{B}^0	n_g	n_s	ϵ (%)	α (%)	\mathcal{BF} (%)	$\epsilon \cdot \alpha \cdot \mathcal{BF}$ (‰)	n_{attendu}
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	237902	26762	11.2	92.6	0.9	0.96	78
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	236678	13981	5.9	90.5	1.9	0.99	81
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	341392	11873	3.5	90.4	3.2	1.01	83
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	381621	23093	6.1	92.8	0.5	0.27	22
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	233838	18216	7.8	92.3	0.5	0.38	31
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	233838	10565	4.5	91.1	1.1	0.43	36
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	227450	6052	2.7	90.3	1.8	0.44	36
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	377041	16870	4.5	93.3	0.3	0.11	9
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	148209	18258	12.3	99.5	0.6	0.70	57
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	147447	7953	5.4	97.0	1.2	0.60	49
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	212682	6719	3.2	97.0	2.0	0.61	50
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	237744	11605	4.9	98.5	0.3	0.14	12
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	145678	11748	8.1	99.0	0.3	0.26	21
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	145678	5305	3.6	96.8	0.7	0.23	19
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	141698	3356	2.4	97.0	1.1	0.26	21
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	234891	5743	2.4	97.9	0.2	0.04	3
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	236678	14749	6.2	91.9	0.4	0.23	13
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	236678	8177	3.5	90.7	0.8	0.26	14
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	233838	5468	2.3	90.7	1.4	0.30	17
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	381621	10860	2.8	92.4	0.2	0.06	3
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	147447	9349	6.3	99.1	0.3	0.16	9
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	147447	2454	1.7	95.4	0.5	0.08	5
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	145678	2492	1.7	97.1	0.9	0.15	8
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	237744	8614	3.6	99.9	0.1	0.05	3
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	233009	13041	5.6	94.7	0.7	0.36	20
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	236678	6670	2.8	93.0	1.4	0.36	20
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	233838	4367	1.9	93.1	2.4	0.42	23
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	381621	8349	2.2	93.7	0.4	0.07	4
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	145161	8883	6.1	102.4	0.4	0.27	15
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	147447	4046	2.7	99.3	0.9	0.24	13
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	145678	1616	1.1	98.5	1.5	0.16	9
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	237744	6316	2.7	101.4	0.2	0.06	3
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\pi^0$	295882	27007	9.1	90.5	2.3	1.91	149
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\pi^0$	826365	37295	4.5	89.1	4.7	1.87	146
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\pi^0$	1656444	49136	3.0	88.9	8.1	2.13	166
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\pi^0$	386256	13975	3.6	90.9	1.2	0.40	31
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\pi^0$	182118	18502	10.2	98.7	1.4	1.44	111
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\pi^0$	508635	23315	4.6	96.0	2.9	1.28	99
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\pi^0$	1019556	31297	3.1	96.8	5.0	1.49	115
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\pi^0$	237744	8517	3.6	98.1	0.8	0.26	20
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\omega$	394564	30309	7.7	92.2	1.46	179	
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\omega$	705633	19649	2.8	90.4	7.2	1.81	222
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\omega$	2523881	91525	3.6	90.6	4.1	1.36	167
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\omega$	377041	15018	4.0	92.5	1.1	0.40	48
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\omega$	245807	18049	7.3	99.2	1.3	0.93	115
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\omega$	439599	8397	1.9	96.0	4.5	0.82	101
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\omega$	1572340	56910	3.6	97.2	2.6	0.91	112
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\omega$	234891	8053	3.4	99.3	0.7	0.23	28

3.7 Comparaison avec les résultats précédents de *BABAR*

Plusieurs améliorations ont été apportées à la reconstruction des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ par comparaison avec l'analyse précédemment effectuée par *BABAR* [82], comme l'optimisation de chaque sélection ou l'utilisation d'un outil statistique multi-variable pour la discrimination du fond $q\bar{q}$. En outre la connaissance du détecteur a été considérablement approfondie entre 2004 et 2008. Les données et simulations utilisées dans notre analyse profitent ainsi de nombreux perfectionnements apportés en particulier à la reconstruction des traces, à l'identification des particules chargées et à la modélisation de la résolution de reconstruction des particules neutres dans le calorimètre.

L'objet de ce chapitre est la comparaison des performances de notre analyse avec les performances de l'analyse réalisée en 2004. Pour ce faire nous calculons le nombre d'événements attendu avec notre analyse que nous comparons à l'extrapolation aux Runs 1 à 6 des mesures faites avec les Runs 1 et 2.

Le nombre d'événements attendu avec notre analyse est calculé avec la méthode utilisée dans l'analyse de 2004, *i.e.* un ajustement de m_{ES} pour les candidats B situés à $\pm 3\sigma_{\Delta E}$ en ΔE . La valeur de $\sigma_{\Delta E}$ utilisée est prise de l'analyse précédente. Le nombre d'événements de signal est ensuite calculé par un ajustement d'une Gaussienne sur la distribution de m_{ES} simulée. De même le nombre d'événements de bruit est calculé par un ajustement de m_{ES} des simulations génériques avec une fonction d'Argus plus une Gaussienne. Le bruit dit *piquant* étant estimé par la Gaussienne. Le nombre d'événements de signal S est corrigé par la correction d'efficacité donnée dans les tables 3.50 et 3.51 et est donné dans la table 3.52 avec le nombre d'événements de bruit piquants (N_p) et non-piquants (N_{np}) dans la boîte de signal définie par : $m_{ES} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$ et $|\Delta E| < 3\sigma$. La performance est illustrée par la signification statistique $S/\sqrt{S+B}$ et la pureté $S/(S+B)$, où $B = N_p + N_{np}$.

L'analyse précédente réalisée par *BABAR* [82] étudiait les Runs 1 et 2 soit $88,8 \times 10^6 B\bar{B}$. Le nombre d'événements de signal et de bruit est extrapolé à la luminosité des Runs 1 à 6 et en prenant en compte les différences entre les rapports d'embranchement utilisés pour notre génération *MC* et ceux mesurés par l'analyse précédente. La comparaison de l'estimation du nombre de candidats dans notre analyse avec l'extrapolation de l'analyse précédente est donnée dans le tableau 3.52. Pour la majorité des canaux, les sélections développées dans notre analyse conduisent à un bruit plus faible et à une signification statistique plus élevée. Le bruit piquant dans les modes où $h^0 = \pi^0$, ω est essentiellement dû aux canaux $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$.

L'extrapolation des résultats de l'analyse précédente à la luminosité des Runs 1 à 6 pour les canaux où $h^0 = \eta'$ sous-estime le bruit de fond. En effet à cause de la très faible acceptance totale de ces modes, la statistique des *MC* génériques dans l'analyse précédente était insuffisante. Le bruit piquant, estimé à partir des *MC* génériques avait alors été mis à zéro.

Enfin les mesures effectuées en 2004 par *BABAR* souffraient d'une erreur dans le générateur de simulations *MC EvtGen*. En effet la valeur des amplitudes d'hélicité du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$, H_+ , H_0 , H_- dans le modèle *SVV_{Helamp}*, était fixée aux valeurs mesurées avec le mode $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$ [28] suivant des arguments issus du modèle *HQET* (*Heavy Quark Effective Theory*) [131]. Mais les valeurs de H_0 et H_- avaient été inversées. D'autre part ces mesures d'amplitude H_+ , H_0 et H_- utilisées pour la génération *MC* proviennent d'actes de conférence par *CLEO* à *ICHEP* 1998 [132], qui n'ont jamais été publiées. Plus récemment *CLEO* a mesuré en 2003 les rapports d'embranchement et les amplitudes d'hélicité des désintégrations $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\rho^-$ [133], la fraction longitudinale²² mesurée est :

$$\begin{aligned} f_L &= 0,892 \pm 0,024 (B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-), \\ f_L &= 0,885 \pm 0,012 (\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\rho^-), \end{aligned} \quad (3.7.1)$$

à comparer à la valeur utilisée pour la génération de nos simulations ainsi qu'à la prédiction donnée par *HQET* et la factorisation²³ :

22. La fraction longitudinale f_L est définie comme le rapport $f_L = \frac{|H_0|^2}{|H_0|^2 + |H_+|^2 + |H_-|^2}$.

23. Ces résultats sont confortés par la mesure par *BABAR* de la polarisation du canal $B^- \rightarrow D^{*0}K^{*-}$, qui est une

$$\begin{aligned}
f_L &= 0,895 \pm 0,019 \text{ (prédiction de } HQET \text{ [131]),} \\
f_L &= 0,868 \text{ (notre simulation).}
\end{aligned}
\tag{3.7.2}$$

La figure 3.71 illustre la dépendance de f_L en fonction du transfert d'impulsion q^2 , on constate que $HQET$ reste valide sur une fenêtre de masse qui inclue le $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$ ($q^2 = M_\omega^2 \sim 0,6$). Néanmoins dans le cadre de $SCET$ (voir le chapitre 1.5), les interactions fortes à longue distance peuvent augmenter la proportion de l'amplitude transverse et donc diminuer f_L .

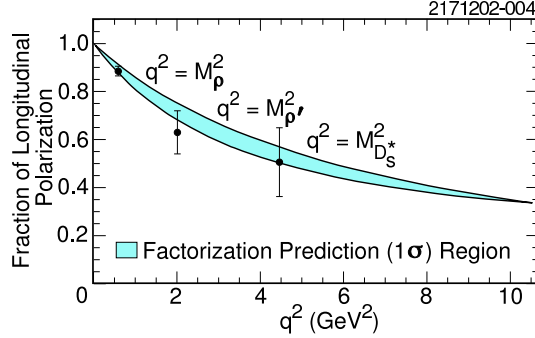


FIG. 3.71 – Fraction d'hélicité longitudinale dans la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}X$ en fonction du transfert d'impulsion $q^2 = M_X^2$ où X est un méson vecteur [133]. La région ombrée représente la prédiction faite par la factorisation et $HQET$ avec l'extrapolation à partir des facteurs de forme mesurés avec le canal semi-leptonique $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$. Le contour correspond à une déviation standard dans les prédictions théoriques.

Le tableau 3.7 compare les performances attendues pour cette analyse aux performances de l'analyse effectuée en 2004. On constate une augmentation remarquable de la signification statistique grâce à la fois à la plus grande quantité de données et à l'amélioration des sélections.

superposition d'un diagramme supprimé de couleur et de Cabibbo ($b \rightarrow u$) et d'un diagramme autorisé de couleur $b \rightarrow c$, avec $f_L = 0,860 \pm 0,07$ [135].

TAB. 3.52 – Comparaison des résultats de l'analyse précédente (lignes 2004) effectuée par BABAR avec $88,8 \times 10^6 B\bar{B}$ [82] extrapolés à la luminosité des Runs 1 à 6 ($454 \times 10^6 B\bar{B}$) aux performances attendues avec cette analyse. La ligne 2008 donne les performances de cette analyse sans inclure les modes $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$, $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ et $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$. La performance est exprimée en terme de signification statistique $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ et de pureté $\frac{S}{(S+B)}$ (%).

mode \bar{B}^0	analyse	N_p	N_{np}	B_{tot}	S	$\frac{S}{\sqrt{S+B}}$	$\frac{S}{(S+B)}$ (%)
$D^0 \pi^0$	2008	355 ± 57	2515 ± 8	2871 ± 57	3070	39,8	51,7
	2004	261	3084	3345	2491	32,4	42
$D^0 \eta(\gamma\gamma)$	2008	128 ± 31	587 ± 5	715 ± 31	902	22,4	55,8
	2004	80	849	929	811	19,2	45,4
$D^0 \eta(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	2008	$0,1 \pm 2$	$312 \pm 0,3$	312 ± 2	362	13,9	53,7
	2004	0	277	277	297	12,3	51
$D^0 \omega$	2008	153 ± 38	1151 ± 5	1304 ± 38	1127	22,9	46,4
	2004	17	580	597	729	19,9	54,1
$D^0 \eta'(\pi^+ \pi^- \eta)$	2008	0 ± 4	$53 \pm 0,7$	53 ± 4	157	10,8	74,8
	2004	0	51	51	138	10	73
$D^{*0} \pi^0$	2008	162 ± 34	389 ± 5	551 ± 35	708	20	56,2
	2004	52	152	204	424	16,8	66,4
$D^{*0} \eta(\gamma\gamma)$	2008	81 ± 22	132 ± 3	213 ± 22	356	14,9	62,6
	2004	0	41	41	199	12,4	76,5
$D^{*0} \omega$	2008	277 ± 59	1364 ± 9	1641 ± 59	826	16,6	33,5
	2004	0	297	297	358	13,7	52,6
$D^{*0} \eta'(\pi^+ \pi^- \eta)$	2008	$0,6 \pm 0,01$	$22 \pm 0,01$	$22 \pm 0,01$	59	6,6	72,8
	2004	0	0	0	27	5,2	100

TAB. 3.53 – Comparaison des résultats de l'analyse précédente (lignes 2004) effectuée par BABAR avec $88,8 \times 10^6 B\bar{B}$ [82] aux performances attendues avec cette analyse avec $454 \times 10^6 B\bar{B}$. La ligne 2008 donne les performances de cette analyse sans inclure les modes $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$, $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ et $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$.

B decay	analysis	B_{tot}	S	$\frac{S}{\sqrt{S+B}}$
$D^0 \pi^0$	2008	2871	3070	39,8
	2004	672	487	14,3
$D^0 \eta(\gamma\gamma)$	2008	715	902	22,4
	2004	208	173	8,9
$D^0 \eta(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	2008	312	362	13,9
	2004	71	74	6,1
$D^0 \omega$	2008	1304	1127	22,9
	2004	145	171	9,6
$D^0 \eta'(\pi^+ \pi^- \eta)$	2008	53	157	10,8
	2004	10	27	4,4
$D^{*0} \pi^0$	2008	551	708	20
	2004	45	89	7,7
$D^{*0} \eta(\gamma\gamma)$	2008	213	356	14,9
	2004	12	39	5,5
$D^{*0} \omega$	2008	1641	826	16,6
	2004	63	70	6,1
$D^{*0} \eta'(\pi^+ \pi^- \eta)$	2008	22	59	6,6
	2004	0	4	2

Chapitre 4

Extraction du nombre d'événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$

Sommaire

4.1	Choix de la variable pour l'extraction	181
4.2	Les fonctions de densité de probabilité (<i>pdf</i>)	182
4.3	Distributions de ΔE dans les simulations	188
4.4	La méthode d'extraction : un ajustement itératif	188
4.5	Etude de la fidélité de la méthode d'extraction (<i>toy</i>)	206
4.6	Etude des bas-côtés de la distribution de ΔE	206
4.6.1	Désaccord <i>MC</i> -données pour $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta(\gamma\gamma)$	207
4.6.2	Etude du bruit $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ dans les données	207

Les sélections présentées dans le chapitre précédent ont permis d'isoler les événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ en rejetant le maximum de bruit de fond suivant le critère de la signification statistique (voir section 3.2). L'efficacité des sélections appliquées sur les simulations a ensuite été corrigée à l'aide de corrections standardisées dans *BABAR* et de la comparaison *MC*/données pour des canaux très purs et abondants. L'objet de ce chapitre est de présenter la méthode d'extraction du nombre d'événements de signal à partir de l'échantillon d'événements obtenus après toutes les sélections.

4.1 Choix de la variable pour l'extraction

Dans l'analyse précédemment réalisée par *BABAR*, le signal était extrait par ajustement de la distribution de m_{ES} après une coupure sur ΔE . Cette stratégie imposait des hypothèses très fortes sur la forme et la normalisation du bruit de fond, en particulier pour le canal bruyant $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ dont le rapport d'embranchement est connu à $\sim 13 - 17\%$.

Parmi les précédentes analyses des modes supprimés de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ effectuées par les expériences Belle et *CLEO*, différentes méthodes d'extraction du signal ont été choisies¹ :

- *CLEO* [81] : ajustement simultané de m_{ES} , ΔE d'un discriminant de Fisher et du cosinus de l'angle de désintégration du B ,
- Belle [84] : ajustement de ΔE ,
- Belle [86] : ajustement bi-dimensionnel de $m_{\text{ES}} - \Delta E$,
- Belle [87] : ajustement de m_{ES} et vérification par un ajustement de ΔE ,
- *BABAR* [82] : ajustement de m_{ES} .

Trois méthodes ont été étudiées dans notre analyse afin d'évaluer leur performance respective :

- ajustement de m_{ES} pour $|\Delta E| < 3\sigma$,
- ajustement de ΔE pour $m_{\text{ES}} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$,
- ajustement bi-dimensionnel de $m_{\text{ES}} - \Delta E$.

La table 4.1 donne l'erreur σ_s sur le nombre d'événements de signal calculé avec chaque méthode d'ajustement, ainsi que la déviation par rapport au nombre d'événements de signal présents en unités de σ_s . On note que l'erreur σ_s est comparable entre les 3 méthodes, avec une légère amélioration pour l'ajustement en m_{ES} essentiellement due à la paramétrisation plus simple des fonctions de densité de probabilité.

Dans le cas d'un ajustement bi-dimensionnel $m_{\text{ES}} - \Delta E$, le bruit présente une corrélation non négligeable (plus de 10 % et jusqu'à 40 % pour certains modes) et une forme complexe, ce qui multiplierait les incertitudes systématiques sans gain significatif sur l'erreur statistique.

Dans le cas d'un ajustement de m_{ES} , la coupure préalablement appliquée sur ΔE diminue significativement l'efficacité sur le signal. La variable m_{ES} est adaptée à la discrimination du fond combinatoire $q\bar{q}$. Or dans l'analyse présentée ici, le bruit $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ a pu être considérablement réduit grâce à l'utilisation du discriminant de Fisher sur la forme de l'événements et à l'optimisation des sélections. Le bruit restant provient alors majoritairement de canaux de B dont la perte ou le gain d'un pion ou d'un photon dans l'état final les font ressembler à un événement de signal. De tels modes bruyants ne sont pas distinguables du signal dans les distributions de masse m_{ES} , mais peuvent être reconnus dans les distributions de la différence d'énergie ΔE . La distribution des modes ayant perdu ou gagné une particule dans l'état final est en effet décalée en ΔE par rapport à 0. Bien que la précision sur le nombre d'événements de signal soit sensiblement supérieure pour l'ajustement de m_{ES} , l'incertitude systématique liée à cette méthode serait au final plus grande que dans le cas d'un ajustement de ΔE .

En conclusion le choix pour la méthode d'extraction du signal s'est porté sur un ajustement de la distribution de ΔE . La fenêtre en ΔE choisie pour l'ajustement est $-280 < \Delta E < 280 \text{ MeV}$.

1. Chaque expérience étudiant les collisions e^+e^- avait une dénomination propre pour les variables m_{ES} et ΔE , nous gardons ici celle de *BABAR* par simplicité.

Ce domaine est assez large pour inclure la majorité des distributions en ΔE des modes de B bruyants, tout en restant suffisamment petit pour ne pas complexifier inutilement les densités de probabilité.

TAB. 4.1 – Incertitude σ_{sig} sur le nombre d'événements de signal n_{sig} pour chaque méthode d'ajustement. La déviation par rapport au nombre d'événements attendu n_{vrai} est donné entre parenthèses en nombre de σ_n .

B^0 decay	$\sigma_n \left(\frac{n_{sig}-n_{true}}{\sigma_n} \right)$		
	2D fit	ΔE fit	m_{ES} fit
$B^0 \rightarrow D^0 \pi^0$	82,3 (1,1)	87,9 (1,4)	69,0 (1,0)
$B^0 \rightarrow D^0 \eta(\gamma\gamma)$	40,7 (0,4)	41,1 (1,0)	36,8 (1,7)
$B^0 \rightarrow D^0 \eta(\pi\pi\pi^0)$	22,4 (-0,3)	21,7 (0,2)	19,7 (0,1)
$B^0 \rightarrow D^0 \omega$	41,9 (0,3)	40,7 (0,6)	36,6 (1,4)
$B^0 \rightarrow D^0 \eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	14,7 (0,4)	13,9 (-0,1)	13,1 (-0,2)
$B^0 \rightarrow D^0 \eta'(\rho^0\gamma)$	30,2 (1,4)	32,2 (0,2)	28,2 (-0,1)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$	41,0 (1,8)	42,6 (-0,2)	33,9 (0,2)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$	45,2 (-2,4)	53,3 (0,9)	39,2 (-2,5)
$B^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$	63,6 (0,2)	70,1 (-0,5)	53,9 (-0,1)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	24,8 (0,3)	25,2 (0,1)	23,3 (0,4)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\gamma\gamma)$	20,8 (-3,0)	23,4 (-0,5)	21,7 (-2,2)
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$	35,6 (-1,8)	35,4 (-2,1)	32,7 (-0,2)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	14,4 (-0,0)	14,7 (0,1)	12,9 (0,6)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\pi\pi\pi^0)$	11,5 (-1,6)	12,4 (-0,1)	11,3 (-1,2)
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\pi\pi\pi^0)$	19,7 (-1,5)	20,2 (-0,9)	18,0 (0,2)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$	41,3 (0,8)	44,1 (1,3)	36,5 (0,8)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\omega$	37,2 (-1,6)	40,2 (0,8)	35,5 (-2,0)
$B^0 \rightarrow D^{*0}\omega$	59,3 (-1,2)	62,2 (-0,8)	53,3 (-0,1)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	9,3 (0,2)	8,8 (-0,1)	8,5 (0,4)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	6,9 (-2,9)	6,4 (-1,5)	6,3 (-2,3)
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	12,4 (-0,7)	11,7 (-1,3)	11,0 (0,2)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	18,6 (0,6)	20,9 (-0,5)	17,9 (2,3)
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta'(\rho^0\gamma)$	17,7 (0,3)	21,1 (0,8)	18,9 (0,2)
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\rho^0\gamma)$	27,9 (0,8)	30,9 (-0,6)	27,5 (-0,2)

4.2 Les fonctions de densité de probabilité (*pdf*)

Modes de signal Tous les modes reconstruits comprennent au moins un photon dans l'état final. La distribution de ΔE pour les événements de signal présente donc une asymétrie notable aux basses valeurs de ΔE due à la perte d'énergie lorsque le photon commence à se convertir dans la matière avant le calorimètre électromagnétique. La fonction de densité de probabilité (*pdf* : *Probability Density Function*) choisie pour modéliser la distribution en ΔE du signal est alors une fonction de Novosibirsk modifiée. Cette fonction, décrite à l'annexe B, permet en effet de prendre en compte les asymétries de la distribution.

Pour les modes de multiplicité élevée et dont la résolution en ΔE est grande (par exemple $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)(K^-\pi^+\pi^+\pi^-\omega(\pi^+\pi^-\pi^0))$ avec 6 traces et 4 photons dans l'état final), le nombre de candidats B combinatoires est élevé. Le candidat B choisi peut être issu de la combinatoire : toutes les traces et les photons étant les bons, mais deux traces ou deux photons ont été intervertis. Ces événements ont une distribution en ΔE plus large qui est prise en compte par une Gaussienne supplémentaire. La figure 4.1 donne l'ajustement des distributions de ΔE pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta(\gamma\gamma)$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}(D^0\pi^0)\omega$ dans les *MC* signaux correspondants.

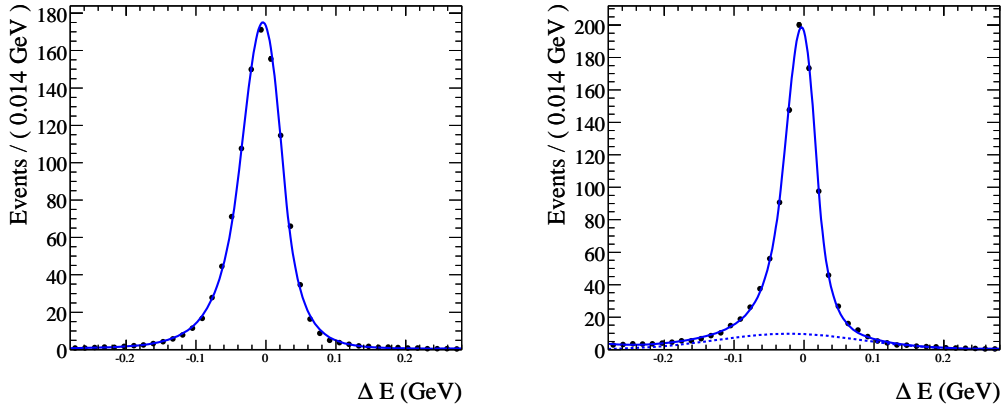


FIG. 4.1 – Ajustement de la distribution de ΔE pour des événements de signal simulés après application de toutes les sélections. figure de gauche : MC signal $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta(\gamma\gamma)$, figure de droite : MC signal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}(D^0 \pi^0) \omega$.

Bruit de diaphonie avec les modes exclusifs $B\bar{B}$ La liste des principaux bruits de fond issus d'autres modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ est donnée dans le tableau 3.3. En raison du faible nombre d'événements pour ces modes bruyants, les différents bruits issus des autres canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ sont sommés. La distribution en ΔE est alors modélisée par une interpolation polynômiale bin à bin de l'histogramme de ΔE , pour les événements simulés. Le nombre de bins de l'histogramme et le degré des polynômes d'interpolation (voir (4.2.1)) ont été choisis de façon à minimiser la sensibilité aux fluctuations statistiques tout en respectant le sens physique de la distribution. La distribution des modes $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ est modélisée de la même façon :

$$D^0 h^0 \text{ modes : 40 bins,} \quad (4.2.1)$$

$$D^{*0} h^0 \text{ modes : 40 bins,}$$

$$D^{(*)0} \rho^- \text{ modes : 15 bins,}$$

$$\text{Degré d'interpolation : 5.}$$

$$(4.2.2)$$

Un exemple de la diaphonie des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0$ dans la reconstruction de $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0$ est donné à la figure 4.2 pour $h^0 = \omega$.

Les événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega$ avec $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ (figure 4.2 à gauche) sont reconstruits en $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$ lorsque le π^0 issu du D^{*0} n'est pas reconstruit, le candidat B présente alors un déficit en énergie de la masse d'un π^0 . La distribution en ΔE de ces événements est ainsi décalée vers $\Delta E < 135$ MeV comme cela est clairement visible sur la figure 4.2 à gauche. En outre la désintégration $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ étant du type $V \rightarrow S + S$, la distribution angulaire des événements est proportionnelle à \sin^2 (voir l'annexe E) ; les deux pics sur la figure 4.2 à gauche proviennent de la modulation de la distribution par cette distribution angulaire.

Dans le cas des événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega$ avec $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$, le photon a une masse nulle et sa perte n'entraîne pas de contrainte de phase comme pour $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$. La distribution des événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0 \gamma) \omega$ reconstruits en $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$ présente ainsi une asymétrie plus importante qui atteint la région du signal $\Delta E \sim 0$ comme cela est visible sur la figure 4.2 à droite.

De même un exemple de la diaphonie des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0 \gamma) h^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0$ dans la reconstruction de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0 \pi^0) h^0$ est donné à la figure 4.3 pour $h^0 = \omega$. Les événements

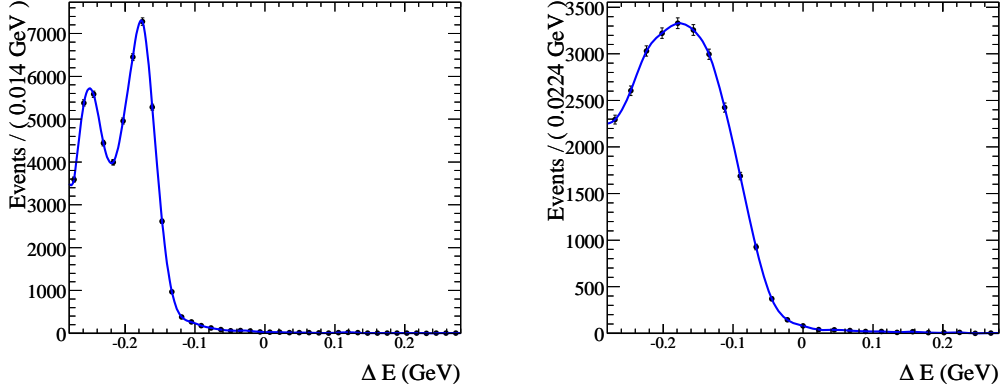


FIG. 4.2 – Distribution de ΔE des MC exclusifs $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$ (figure de gauche : $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$, figure de droite : $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$) reconstruits en $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$. La courbe représente la densité de probabilité interpolée à partir du MC exclusif.

$\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$ peuvent être reconstruits en $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$ par association avec un π^0 du reste de l'événement. Le candidat B ainsi reconstruit aura une énergie plus élevée de la masse d'un π^0 et la distribution en ΔE sera alors décalée vers $\Delta E > 135$ MeV (voir la figure 4.3 à gauche). Ceci est la situation symétrique à celle de la diaphonie de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$ dans la reconstruction de $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$ (voir le paragraphe précédent).

Les événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$ avec $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ peuvent être reconstruits en $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$ par association avec un γ du reste de l'événement. La masse du photon étant nulle, suivant l'énergie du photon associé, la distribution en ΔE peut être centrée sur la zone de signal $\Delta E \sim 0$. Les événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\omega$ forment donc un bruit piquant pour $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$ indissociable suivant ΔE ou m_{ES} . Toutefois la forte contrainte sur l'espace de phase des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$ par la différence de masse $\Delta m_{D^{*0}}$ (voir la section 3.2.13) diminue drastiquement la fraction d'événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\omega$.

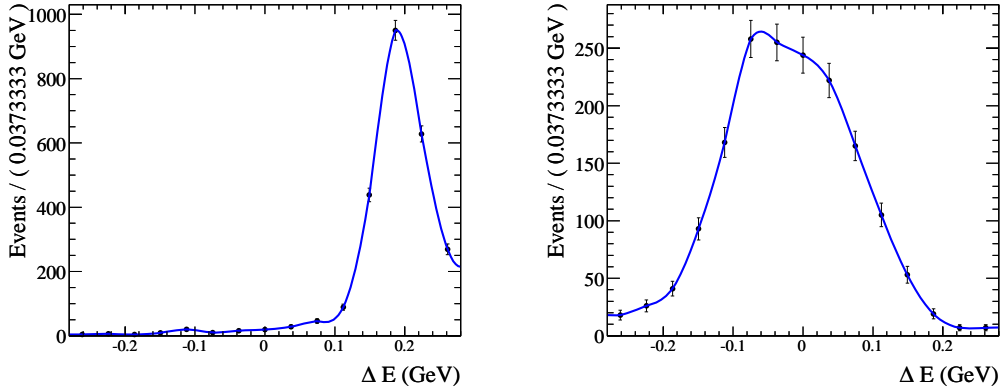


FIG. 4.3 – Distribution de ΔE des MC exclusifs $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$ (figure de gauche) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\omega$ (figure de droite) reconstruits en $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$. La courbe représente la pdf calculée à partir de ces distributions.

Dans le cas de la reconstruction du canal $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$, la distribution des événements de bruit $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-(\pi^0\pi^-)$ peut être expliquée de la même façon et est illustrée par la figure 4.4. Les

événements $B^- \rightarrow D^0 \rho^-$ sont reconstruits en $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$ lorsque le π^- issu de $\rho^- \rightarrow \pi^0 \pi^-$ n'est pas reconstruit. La distribution en ΔE de $B^- \rightarrow D^0 \rho^-$ est alors décalée vers $\Delta E < 140$ MeV (figure 4.4 à gauche). Les événements $B^- \rightarrow D^{*0} \rho^-$ sont reconstruits en $B^- \rightarrow D^0 \rho^-$ lorsque à la fois le π^- du ρ^- et le π^0 (ou le photon) issu du D^{*0} ont été perdus. Leur distribution est alors décalée en moyenne de deux fois la masse d'un pion soit environ 260 MeV comme le montre la figure 4.4 à droite.

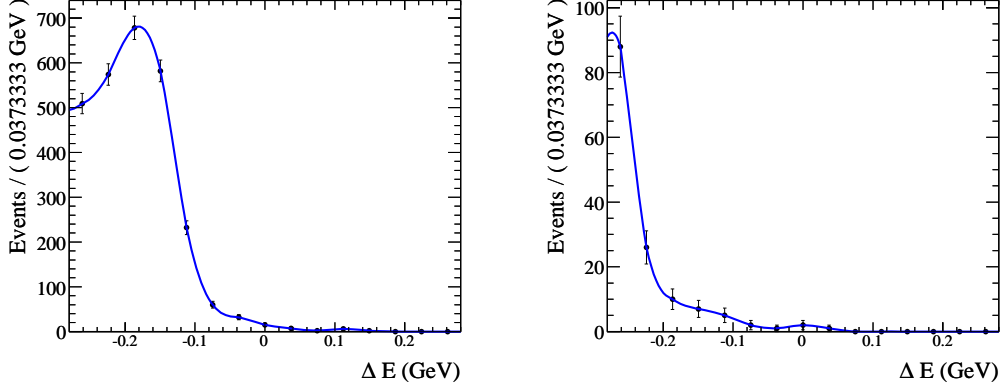


FIG. 4.4 – Distribution de ΔE des MC exclusifs $B^- \rightarrow D^0 \rho^-$ (figure de gauche) et $B^- \rightarrow D^{*0} \rho^-$ (figure de droite) reconstruits en $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$. La courbe représente la densité de probabilité interpolée à partir du MC exclusif.

Bruits combinatoires $B\bar{B}$ et $q\bar{q}$ Une fois les modes bruyants les plus significatifs identifiés et retirés des MC génériques $B\bar{B}$, la distribution en ΔE des processus $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}, q\bar{q}$ compte essentiellement des événements de bruit issus de la combinatoire. La distribution en ΔE est alors ajustée avec un polynôme d'ordre 2.

Pour certains modes de signal, on distingue dans les distributions en ΔE des simulations génériques des contributions au bruit venant de canaux particuliers. C'est le cas par exemple des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \omega$ avec les canaux $B^- \rightarrow D^{(*)0} \omega \pi^-$ lorsque le π^- n'est pas reconstruit, ces modes sont mal connus et sont produits par fragmentation dans la simulation. La moyenne mondiale de leur rapport d'embranchement est :

$$\begin{aligned} \mathcal{BF}(B^- \rightarrow D^0 \omega \pi^-) &= (4,1 \pm 0,9) \times 10^{-3} \text{ [28]} \\ \mathcal{BF}(B^- \rightarrow D^{*0} \omega \pi^-) &= (4,5 \pm 1,2) \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (4.2.3)$$

Les événements issus de tels modes sont décalés de la valeur de la masse d'un pion vers la région $\Delta E < 0$. Ne disposant pas de simulation exclusive pour ces modes, leur distribution est prise en compte par une Gaussienne ajustée sur le MC générique. Lorsque la contribution de ces modes est significative par rapport aux fluctuations statistiques, la *pdf* utilisée est la somme d'un polynôme de degré 1 et de la Gaussienne. De même pour les modes $D^0 \eta$ une Gaussienne est ajoutée pour prendre en compte les événements $B^- \rightarrow D^0 \eta \pi^-$ produits par fragmentation. La figure 4.5 donne l'ajustement des distributions de ΔE pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta'(\pi\pi\eta)$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$ dans les simulations génériques.

Dans le cas particulier du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$, où les 4 modes de D^0 sont sommés, une composante piquante à $\Delta E \sim 0$ est visible (voir la figure 4.5). Ces événements sont issus en majorité des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^- \rho^+$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0 \pi^0$, $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^0 \pi^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$ où D^0 se désintègre dans un mode propre de CP (par ex. $D^0 \rightarrow K^+ K^-$) ou un mode semi-leptonique (par ex. $D^0 \rightarrow K^- l \bar{\nu}_l$). Cette composante piquante est décrite par une Gaussienne ajustée sur la simulation générique.

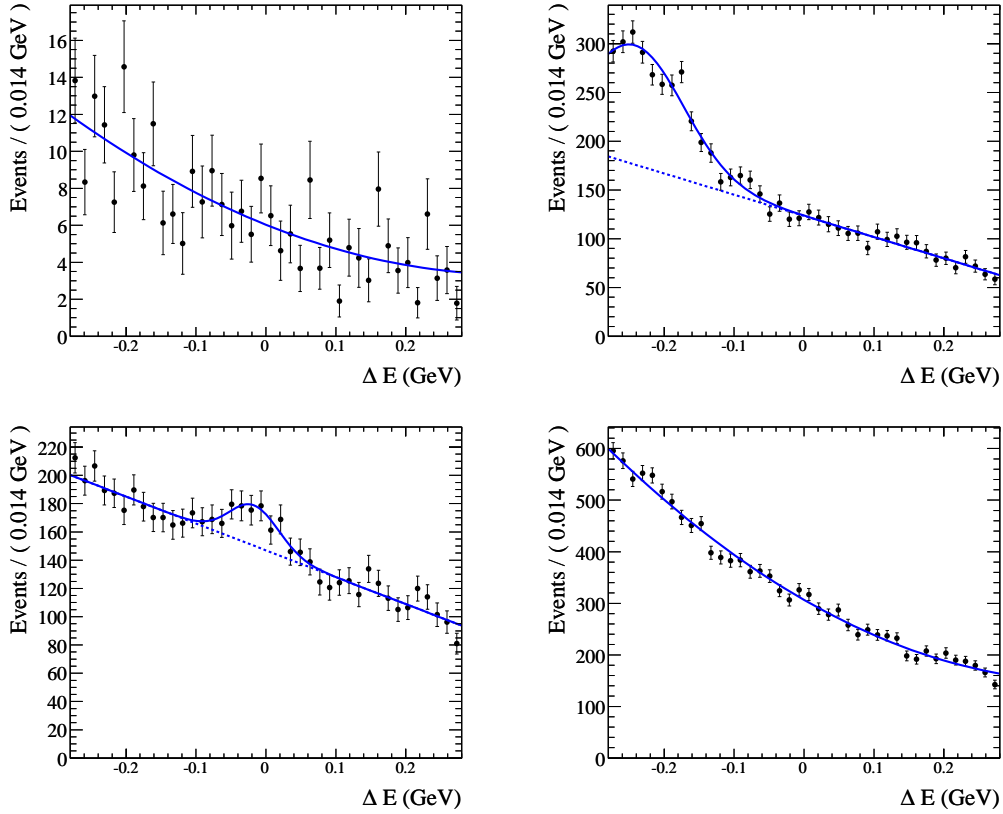


FIG. 4.5 – Ajustement de la distribution de ΔE pour des événements MC génériques $B\bar{B}$ et $q\bar{q}$ simulés après application de toutes les sélections pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta' (\pi\pi\eta)$ (figure en haut à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$ (figure en haut à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$ (figure en bas à gauche) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \omega$ (figure en bas à droite). Les événements de signal ainsi que les modes bruyants principaux ont été retirés.

La distribution de ΔE du signal et des différents bruits ainsi que la pdf ajustée sont données à la section 4.3 pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$.

Paramètres libres ou fixés dans l'ajustement La table 4.2 montre quels paramètres sont fixés ou laissés libres pour chaque pdf lors de l'ajustement dans les simulations et les données. L'étude de l'échantillon de contrôle $B^- \rightarrow D^0 \rho^-$ (voir la section 3.5.2) prédit une différence d'environ 5 MeV entre données et MC pour la valeur centrale de la pdf du signal.

Pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ où les modes de D^0 sont sommés, la valeur centrale $\langle \Delta E \rangle_{\text{sig}}$ de la pdf du signal est laissée libre. La valeur centrale pour l'ajustement de chaque mode de D^0 est alors fixée à la valeur $\langle \Delta E \rangle_{\text{sig}}$ obtenue par ajustement de la combinaison des modes. La déviation est en effet peu sensible au mode de D^0 reconstruit.

Afin de prendre en compte la différence MC /données pour le rapport d'embranchement des modes $B^- \rightarrow D^{(*)0} \omega \pi^-$ et $B^- \rightarrow D^{(*)0} \eta \pi^-$, la normalisation de la Gaussienne ajoutée au bruit combinatoire est laissée libre.

Enfin dans le cas particulier des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta (\gamma\gamma)$ où les modes de D^0 sont sommés, l'étude des bas côtés de la distribution de ΔE dans les données (voir la section 4.6) montrent un désaccord avec la simulation. La description du bruit combinatoire par le MC générique est en effet fautive et sera remplacée par un ajustement directement sur les données.

TAB. 4.2 – Cette table montre quels paramètres sont fixés ou laissés libres pour chaque pdf lors de l'ajustement des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ où les modes de D^0 sont sommés. Le code pour le nom des pdf est : N (Novosibirsk modifiée), G (Gaussienne), Pn (polynôme d'ordre n), H (histogramme construit sur le MC). Les lignes "MC" et "données" montrent l'état des paramètres lors de l'ajustement sur respectivement les simulations et les données : $\langle \Delta E \rangle$ désigne la valeur centrale de la pdf, "par." désigne tous les paramètres de la pdf, "norm." désigne la normalisation (i.e. le nombre d'événements), "frac." désigne la fraction de la Gaussienne dans la pdf du bruit combinatoire, "tous fixes" signifie que paramètres et normalisation sont fixés.

mode B^0	paramétrisation	signal	Composantes		
			$B\bar{B}, q\bar{q}$	diaphonie	$D^{(*)0}\rho^-$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$	pdf MC données	N par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P1 + G$ par. libre norm. libre	H par. libre tous fixes	H par. libre norm. libre
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta(\gamma\gamma)$	pdf MC données	N par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P1 + G$ par. libre norm. libre	H par. libre frac. libre	× × ×
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta(3\pi)$	pdf MC données	$N + G$ par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P1 + G$ par. libre norm. libre	H par. libre frac. libre	× × ×
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$	pdf MC données	$N + G$ par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P1 + G$ par. libre norm. libre	H par. libre frac. libre	× × ×
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'(\pi\pi\eta)$	pdf MC données	N par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P2$ par. libre norm. libre	H par. libre tous fixes	× × ×
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'(\rho^0\gamma)$	pdf MC données	N par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P2$ par. libre norm. libre	H par. libre tous fixes	× × ×
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$	pdf MC données	N par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P2$ par. libre norm. libre	H par. libre tous fixes	H par. libre norm. libre
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$	pdf MC données	N par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P2$ par. libre norm. libres	H par. libre tous fixes	× × ×
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta(3\pi)$	pdf MC données	$N + G$ par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P2$ par. libre norm. libre	H par. libre tous fixes	× × ×
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$	pdf MC données	$N + G$ par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P2$ par. libre norm. libre	H par. libre tous fixes	× × ×
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta)$	pdf MC données	$N + G$ par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P2$ par. libre norm. libre	H par. libre tous fixes	× × ×
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\rho^0\gamma)$	pdf MC données	N par. libre $\langle \Delta E \rangle$, norm. libre	$P2$ par. libre norm. libre	H par. libre tous fixes	× × ×

4.3 Distributions de ΔE dans les simulations

Dans cette section, les figures 4.6 à 4.17 montrent, pour chaque mode reconstruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ (où les modes de D^0 ont été sommés), l'ajustement de la distribution de ΔE pour chaque composante (signal, combinatoire et diaphonie).

4.4 La méthode d'extraction : un ajustement itératif

A cause de la proximité en ΔE de la distribution de $D^{*0}h^0$, l'ajustement de ΔE pour un mode donné D^0h^0 nécessite de connaître au préalable le nombre d'événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0$ (*i.e.* le rapport d'embranchement \mathcal{BF}). Afin d'utiliser le résultat de l'ajustement de $D^{*0}h^0$, on procède à un ajustement par itération. Le schéma 4.18 donne le principe de la méthode utilisée : le \mathcal{BF} de tous les modes $D^{(*)0}h^0$ est d'abord fixé à la moyenne mondiale donnée par le *PDG* (voir la table 3.1 page 90). La distribution de ΔE pour le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)h^0$ est ajustée en premier, en effet la contribution au bruit des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)h^0$ est la plus faible pour ce mode. Le \mathcal{BF} du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0$ est alors fixé à la valeur calculée avec l'ajustement de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)h^0$. La distribution de ΔE pour le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$ est ensuite ajustée et le \mathcal{BF} du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$ est fixé à la valeur calculée avec l'ajustement. On revient alors à l'ajustement du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)h^0$ avec la nouvelle valeur du \mathcal{BF} de $\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$. A chaque itération la distribution de ΔE de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)h^0$ est ajustée, mais en raison du bruit important pour ces modes la valeur du \mathcal{BF} calculée n'est pas utilisée dans l'itération suivante. On observe pour tous les modes une convergence rapide vers une valeur stable. La boucle est arrêtée lorsque les valeurs des \mathcal{BF} deviennent stables (*i.e.* lorsque la variation entre les itérations devient plus petit qu'environ 10 % de l'erreur statistique), soit en pratique après 6 itérations. La figure 4.19 montre en exemple la convergence du rapport d'embranchement \mathcal{BF} mesuré dans les *MC* génériques pour 6 canaux, on remarque que le \mathcal{BF} tend très rapidement vers une valeur stable. Notre procédure d'extraction est appliquée aux simulations génériques $B\bar{B}q\bar{q}$ normalisées à la luminosité des données OnPeak afin de vérifier que le rapport d'embranchement mesuré est bien celui utilisé pour la simulation. Les figures 4.20 à 4.23 montrent les valeurs du rapport d'embranchement mesurées dans les simulations pour les différents modes. On constate que le \mathcal{BF} mesuré est toujours en accord avec la valeur simulée, ce qui valide a priori notre procédure d'extraction. Les légères différences entre la valeur du \mathcal{BF} mesurée et celle attendue peuvent être dues à une fluctuation statistique dans la génération *MC* des événements.

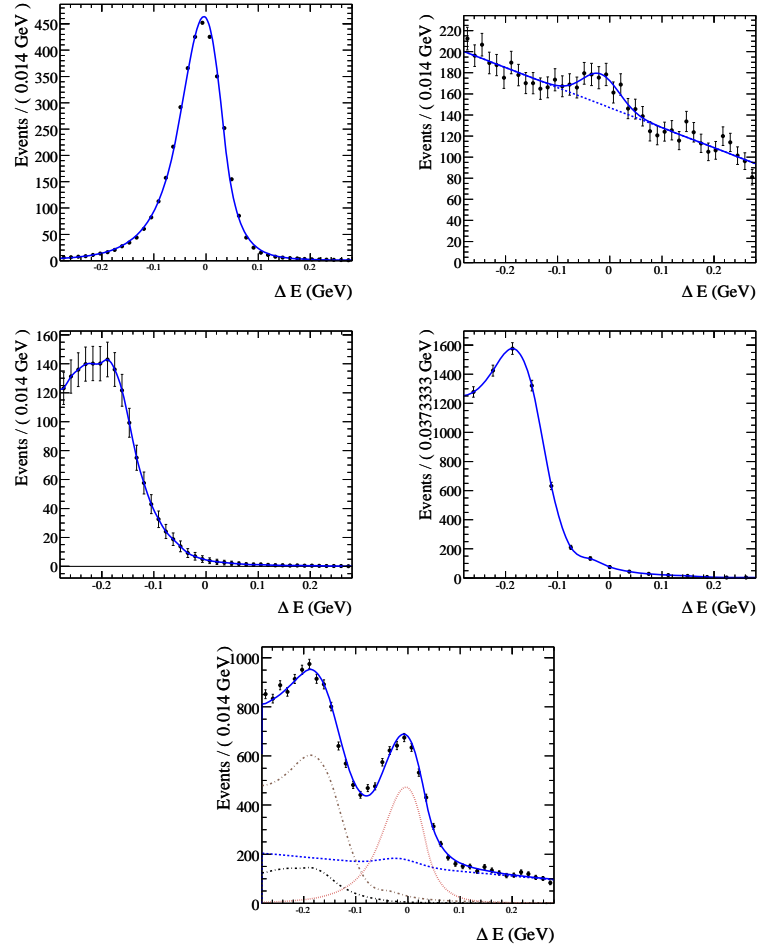


FIG. 4.6 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données pour le signal (en haut à gauche), le bruit combinatoire $B\bar{B}q\bar{q}$ (en haut à droite), le bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^0$ (au milieu à gauche) et $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ (au milieu à droite). La figure du bas montre l'ajustement dans les simulations génériques, tous les paramètres étant fixés. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 1 plus une Gaussienne et la pdf des bruits $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^0$ et $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

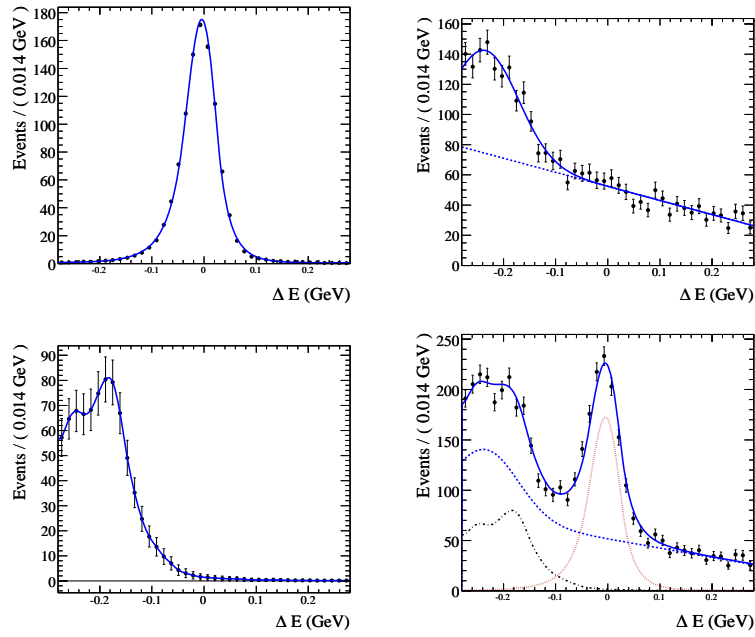


FIG. 4.7 – **Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta(\gamma\gamma)$** : Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données pour le signal (en haut à gauche), le bruit combinatoire $B\bar{B}q\bar{q}$ (en haut à droite), le bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta(\gamma\gamma)$ (en bas à gauche). La figure du bas montre l'ajustement dans les simulations génériques, tous les paramètres étant fixés. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 1 plus une Gaussienne et la pdf du bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta(\gamma\gamma)$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

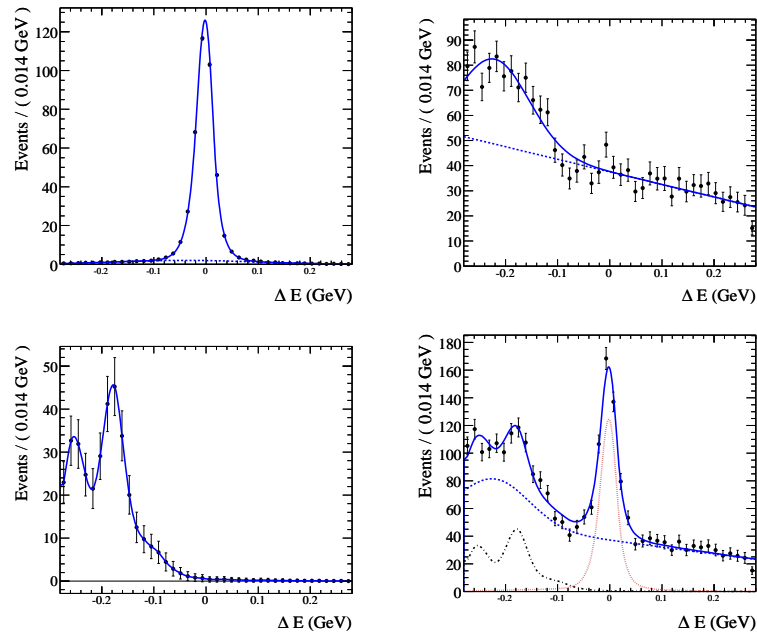


FIG. 4.8 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta(\pi\pi\pi^0)$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données. Voir la figure 4.7 pour la légende détaillée. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée plus une Gaussienne, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 1 plus une Gaussienne et la pdf du bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta(\pi\pi\pi^0)$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

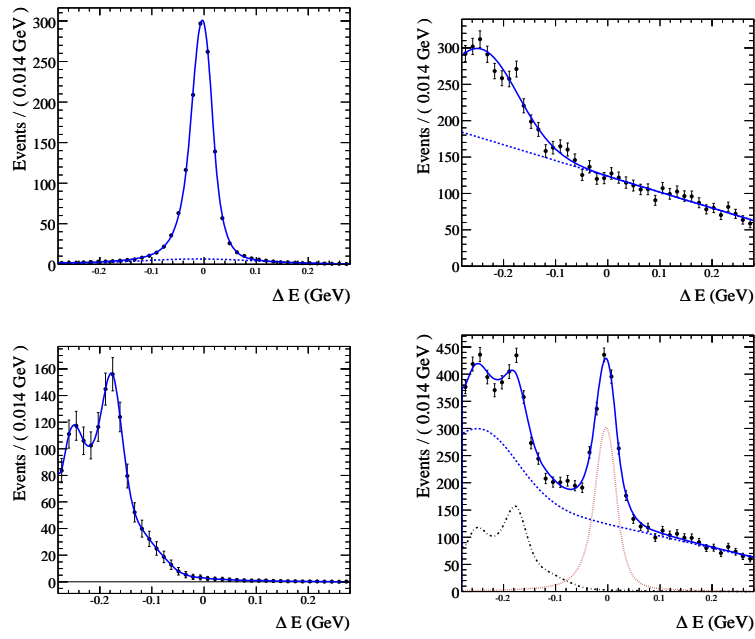


FIG. 4.9 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données. Voir la figure 4.7 pour la légende détaillée. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée plus une Gaussienne, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 1 plus une Gaussienne et la pdf du bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

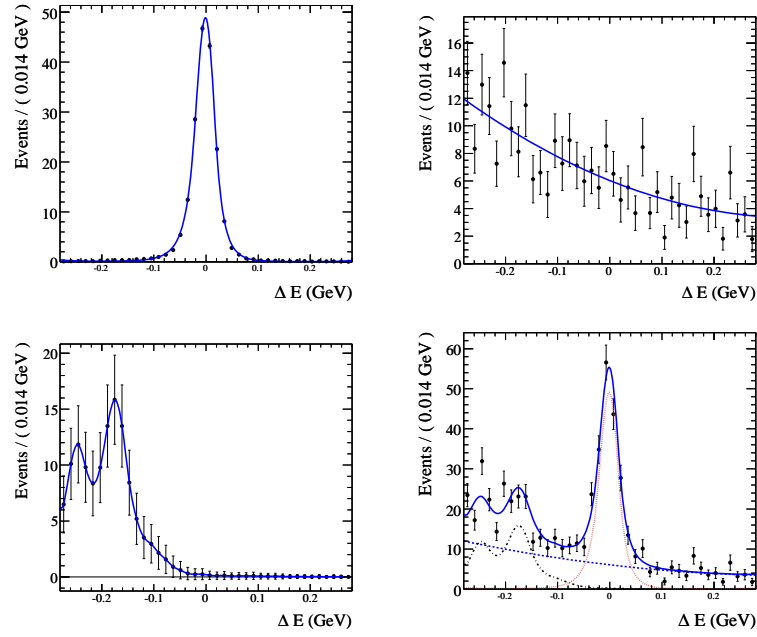


FIG. 4.10 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta' (\pi \pi \eta (\gamma \gamma))$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données. Voir la figure 4.7 pour la légende détaillée. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 2 et la pdf du bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta' (\pi \pi \eta (\gamma \gamma))$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

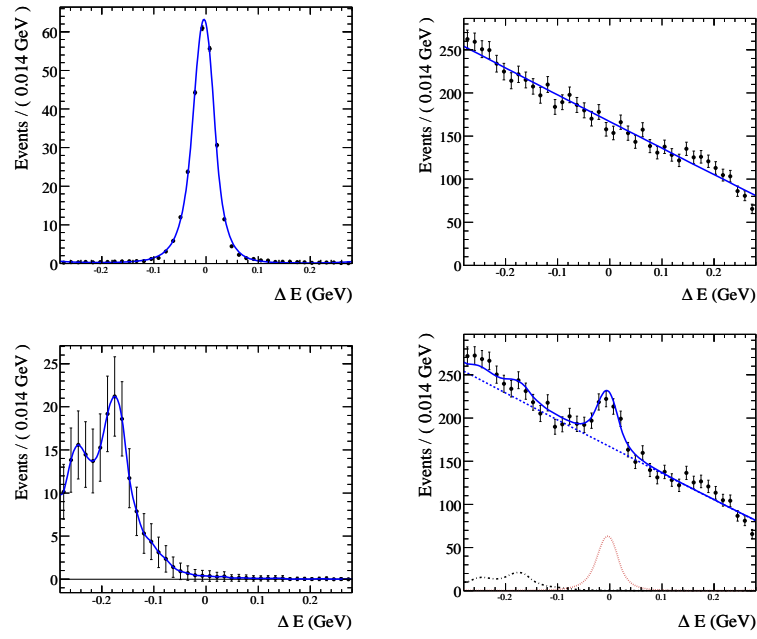


FIG. 4.11 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'(\rho^0\gamma)$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données. Voir la figure 4.7 pour la légende détaillée. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 2 et la pdf du bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\rho^0\gamma)$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

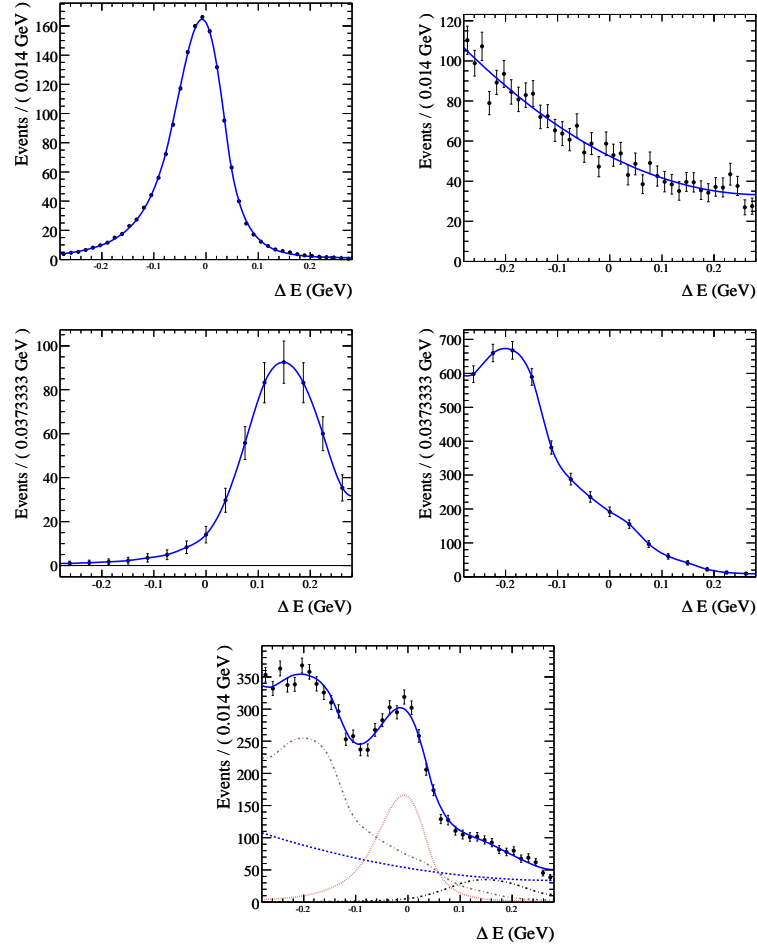


FIG. 4.12 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données. Voir la figure 4.6 pour la légende détaillée. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 2 et la pdf des bruits $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$ et $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

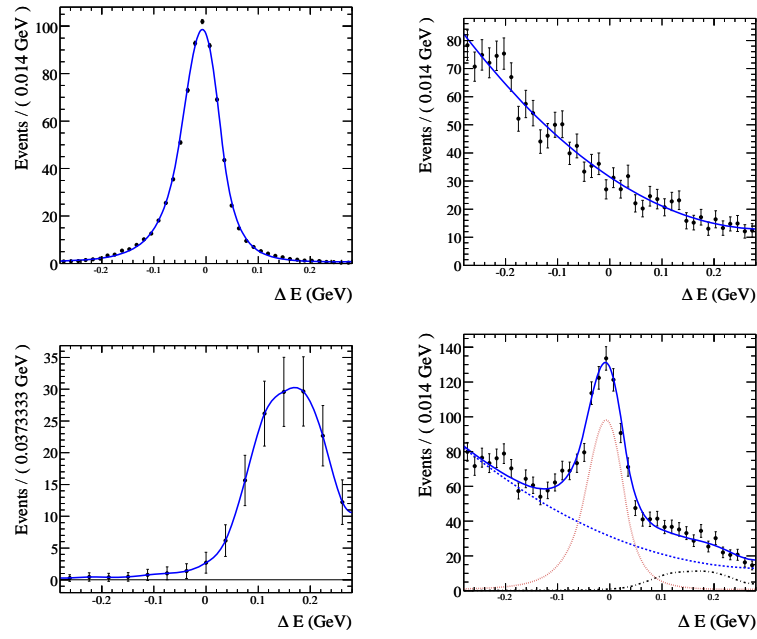


FIG. 4.13 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données. Voir la figure 4.7 pour la légende détaillée. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 2 et la pdf du bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta(\gamma\gamma)$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

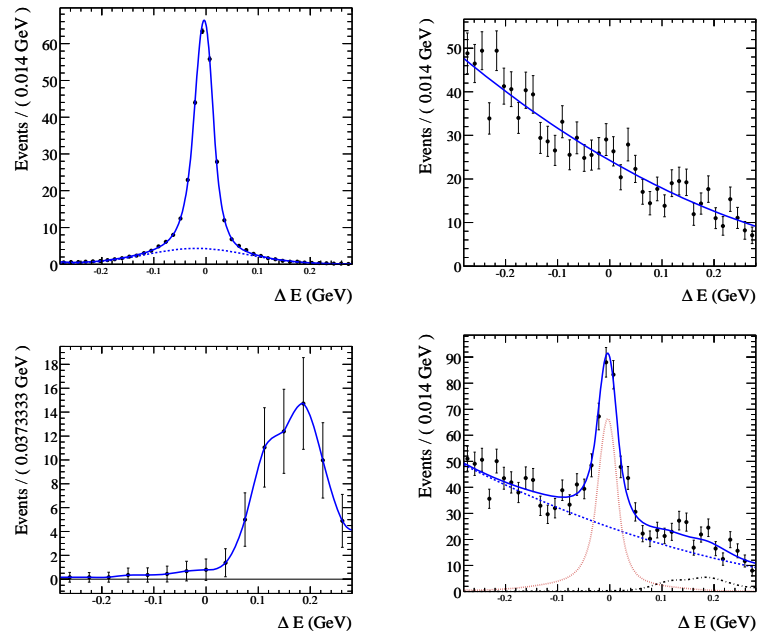


FIG. 4.14 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\pi\pi\pi^0)$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données. Voir la figure 4.7 pour la légende détaillée. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée plus une Gaussienne, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 2 et la pdf du bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta(\pi\pi\pi^0)$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

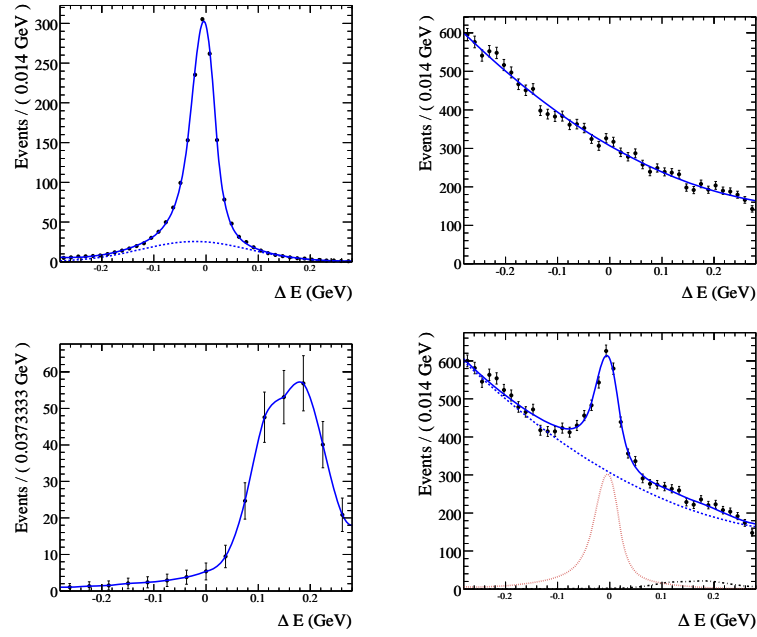


FIG. 4.15 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données. Voir la figure 4.7 pour la légende détaillée. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée plus une Gaussienne, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 2 et la pdf du bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

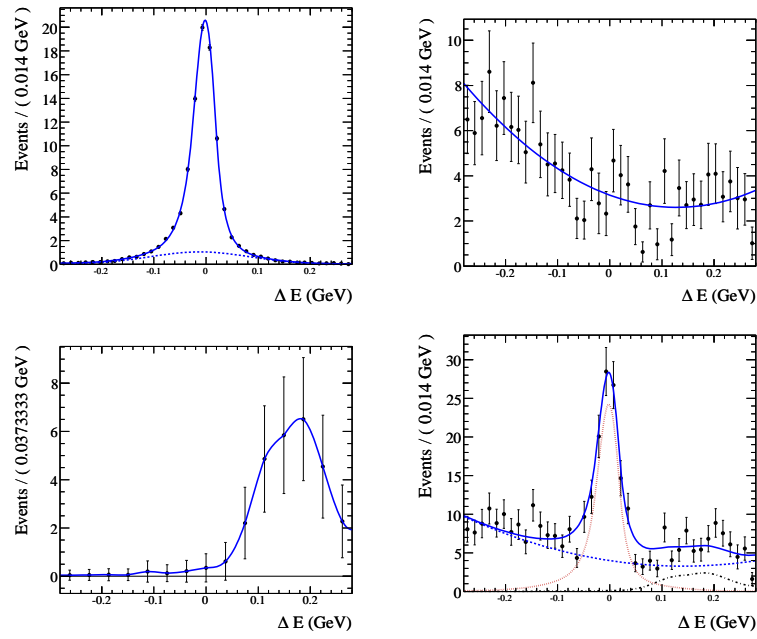


FIG. 4.16 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données. Voir la figure 4.7 pour la légende détaillée. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée plus une Gaussienne, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 2 et la pdf du bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

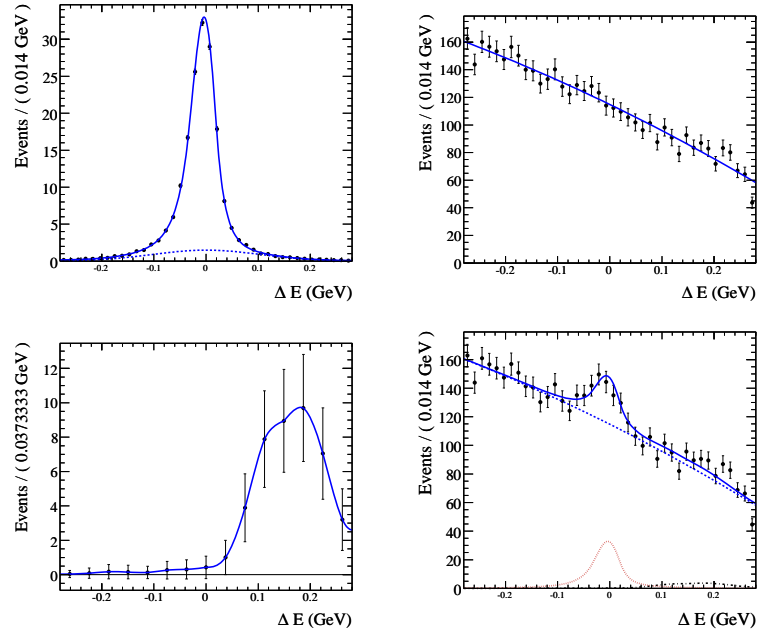


FIG. 4.17 – Analyse $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\rho^0\gamma)$: Distributions de ΔE des simulations et fonctions de densité de probabilité normalisées à la luminosité des données. Voir la figure 4.7 pour la légende détaillée. La pdf du signal est une Novosibirsk modifiée, la pdf du bruit combinatoire est un polynôme d'ordre 2 et la pdf du bruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'(\rho^0\gamma)$ est une interpolation de l'histogramme simulé.

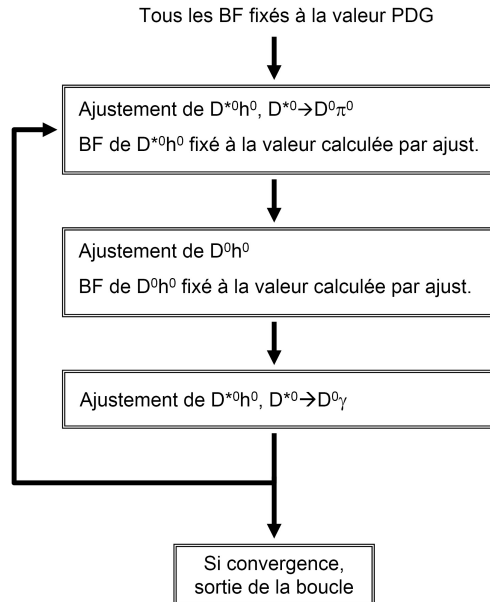


FIG. 4.18 – Schéma de principe de l'ajustement itératif de la distribution en ΔE des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$.

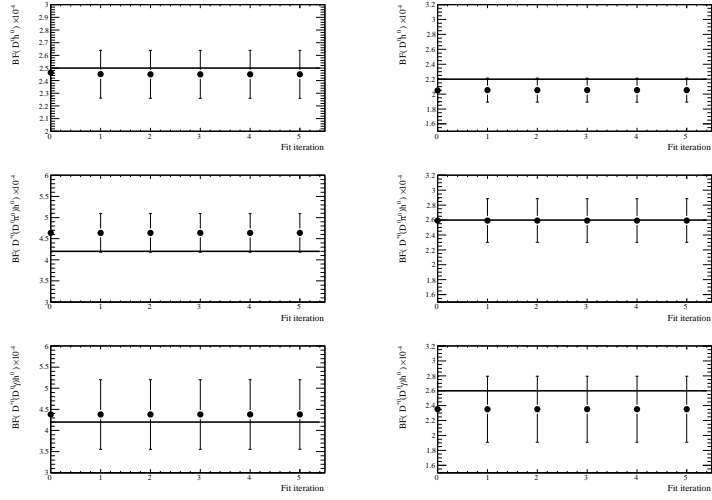
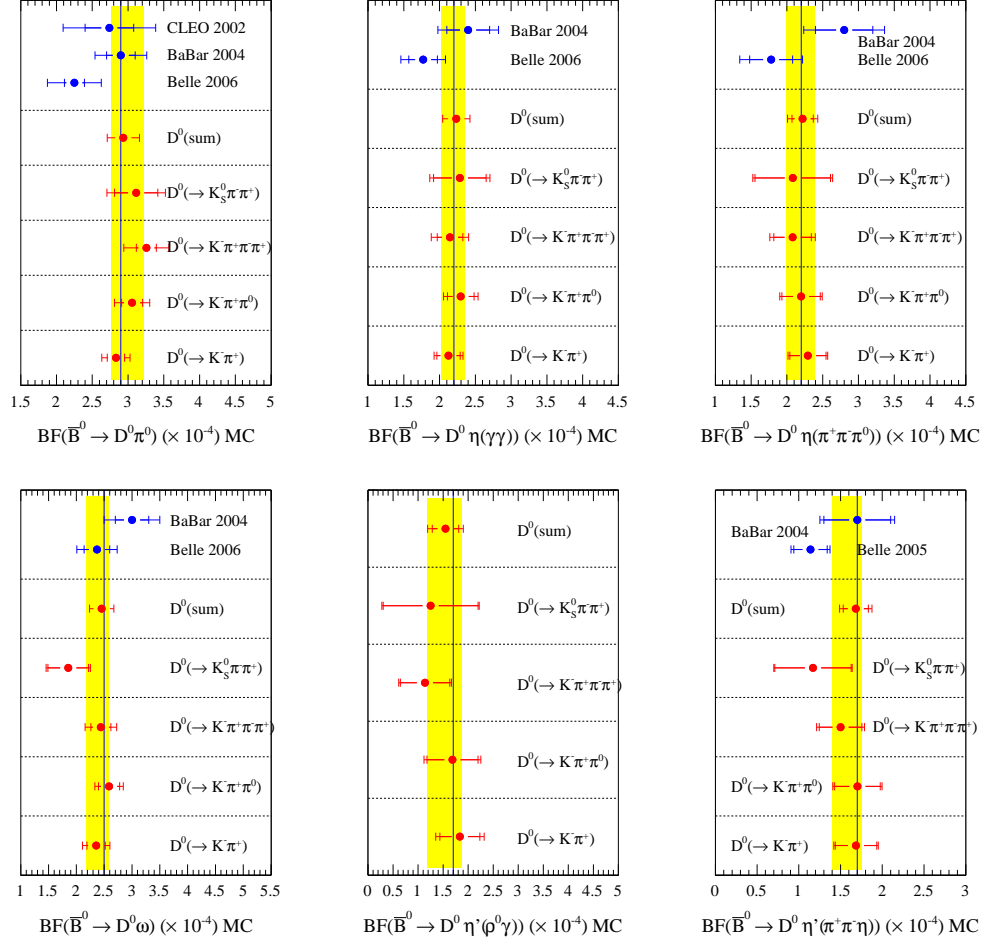


FIG. 4.19 – Convergence sur 6 itérations des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}(D^0 \rightarrow K3\pi)\omega$ (figures de gauche) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}(D^0 \rightarrow K\pi)\eta(\gamma\gamma)$ (figures de droite). L'abscisse donne les itérations d'ajustement (fit) et l'ordonnée la valeur du rapport d'embranchement mesuré. La ligne horizontale représente la valeur du \mathcal{BF} utilisée pour la génération MC.



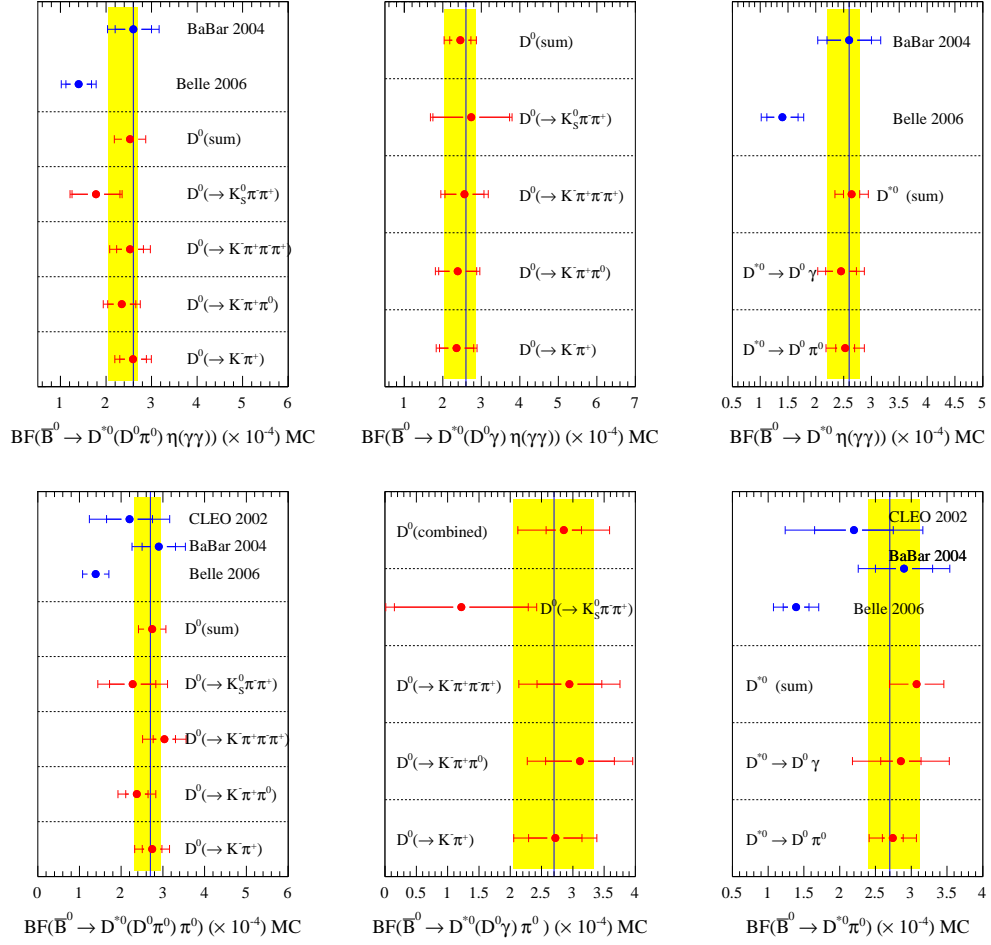


FIG. 4.21 — Rapport d'embranchement des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0$ mesuré dans la simulation générique $B\bar{B}$, $q\bar{q}$. La valeur du \mathcal{BF} utilisée lors de la génération MC est représentée par la ligne horizontale.

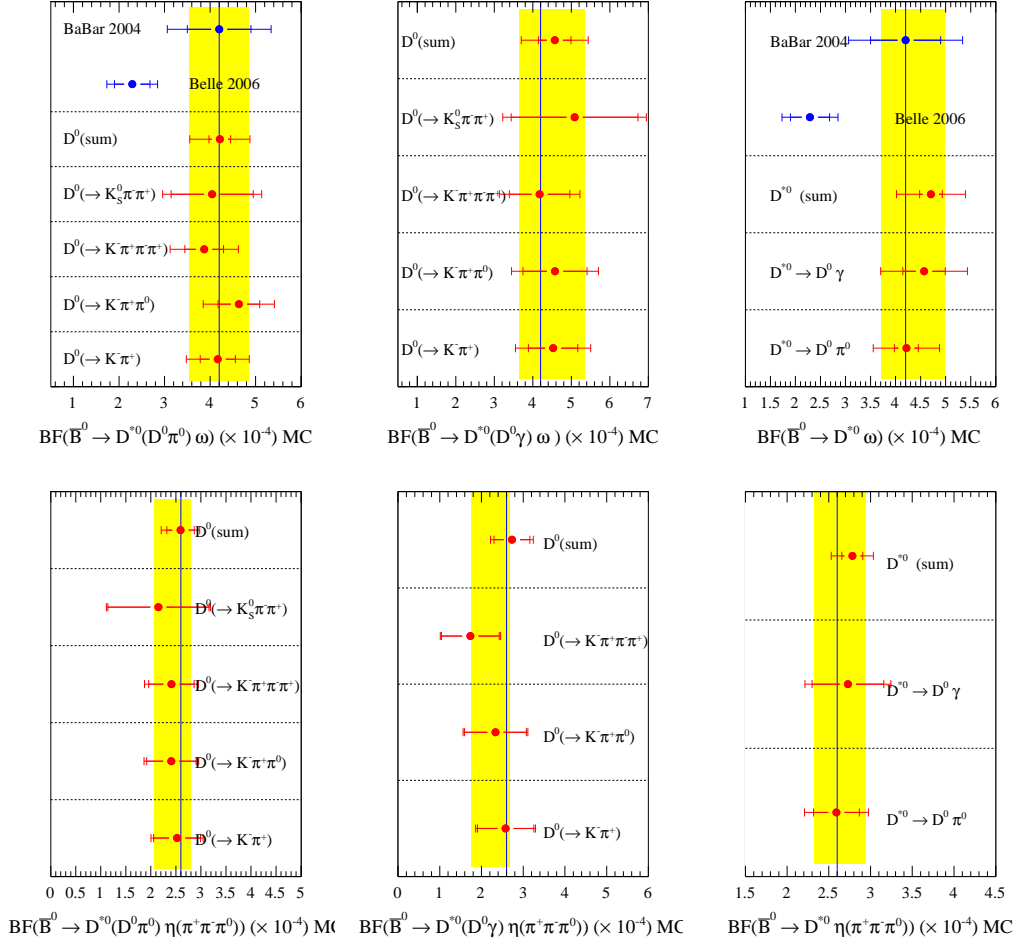


FIG. 4.22 — Rapport d'embranchement des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0$ mesuré dans la simulation générique $B\bar{B}$, $q\bar{q}$. La valeur du \mathcal{BF} utilisée lors de la génération MC est représentée par la ligne horizontale.

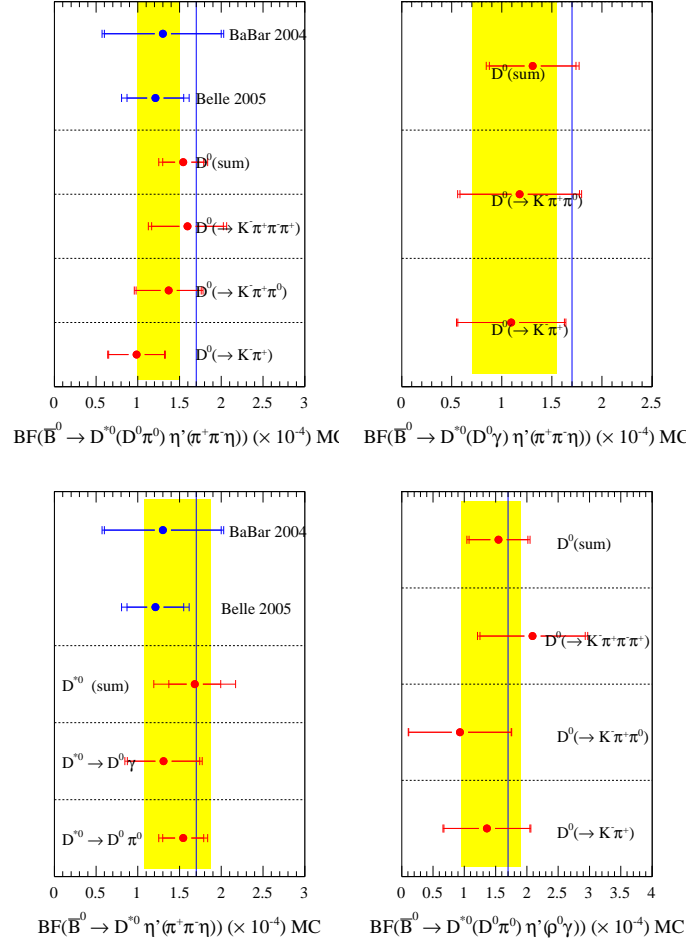


FIG. 4.23 – Rapport d'embranchement des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0$ mesuré dans la simulation générique $B\bar{B}$, $q\bar{q}$. La valeur du \mathcal{BF} utilisée lors de la génération MC est représentée par la ligne horizontale.

4.5 Etude de la fidélité de la méthode d'extraction (*toy*)

L'objet de cette étude est de s'assurer que le résultat donné par notre méthode d'extraction du signal ne soit systématiquement décalé par au résultat attendu. Pour ce faire la méthode d'extraction est appliquée aux simulations génériques² $B^0\bar{B}^0$, B^+B^- , $q\bar{q}$ ($q = u, d, s$) et $c\bar{c}$ normalisées à la luminosité des données étudiées. Le \mathcal{BF} obtenu peut être différent de la valeur attendue (voir la figure 4.19).

Afin de s'assurer si cette différence est un biais systématique ou une fluctuation statistique, la mesure est répétée plusieurs fois sur des échantillons d'événements différents appelés *toys*. Ces échantillons d'événements *toys* doivent avoir les mêmes caractéristiques que les simulations génériques (nombres d'événements, forme de la distribution en ΔE ...) aux fluctuations statistiques près. Ainsi si le décalage du \mathcal{BF} mesuré est une fluctuation statistique, ce décalage devrait en moyenne être nul sur un "grand" nombre de mesures.

Les échantillons d'événements *toys* sont générés à partir des densités de probabilité ajustées (pour les bruits combinatoire et de diaphonie). Afin de s'assurer que la forme de la *pdf* du signal soit correcte, les événements de signal *toy* ne sont pas générés à partir de la *pdf* mais sont issus de la simulation *MC* du signal (méthode des *embedded MC*). Si le nombre d'événements simulés de signal ayant passés les sélections est N et si n est le nombre d'événements de signal attendus, alors le nombre moyen d'échantillons est N/n . Le nombre de *toys* possibles est donc contraint par le nombre d'événements simulés dans les *MC* signaux, en pratique environ 100 *toys* ont été étudiés par mode, ce qui est suffisant pour rechercher un biais éventuel.

Le nombre d'événements de signal et de bruit dans chaque échantillon *toy* est généré suivant une loi de Poisson dont la moyenne est le nombre d'événements attendu. Le rapport d'embranchement est ensuite mesuré ($\mathcal{BF}_{mes} \pm \sigma_{mes}$) dans chaque *toy* et est comparé à la valeur attendue \mathcal{BF}_{gen} . La diaphonie entre les modes de D^0 et D^{*0} (d'environ respectivement 0,3 % et 10 %) est prise en compte lors de la combinaison des modes en corrigeant l'efficacité du signal.

Si la méthode d'extraction ne présente aucun biais, alors la distribution de $(\mathcal{BF}_{mes} - \mathcal{BF}_{gen})/\sigma_{mes}$ (appelée *pull*) pour l'ensemble des *toys* doit être une Gaussienne³ de valeur centrale 0 et de largeur 1. La distribution du *pull* pour chaque mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ (où les canaux de $D^{(*)0}$ ont été sommés) est donnée avec les paramètres de la Gaussienne ajustée à l'annexe. Les distributions ajustées sont compatibles avec une Gaussienne centrée réduite et aucune déviation significative n'est à noter. Les petites déviations sont corrigées à l'aide d'un ajustement de $(\mathcal{BF}_{mes} - \mathcal{BF}_{gen})$ avec une Gaussienne G . La valeur centrale de G donne la déviation du \mathcal{BF} et est utilisée pour corriger le \mathcal{BF} mesuré. La correction est donnée dans les tables 4.3, 4.4 et 4.5, et varie entre $-0,30 \times 10^{-4}$ et $0,14 \times 10^{-4}$ avec une moyenne de $-0,06 \times 10^{-4}$. La plupart des corrections correspondent à quelques pourcents du \mathcal{BF} attendu, les corrections les plus importantes concernent les modes pour lesquelles le signal est faible et la description du bruit souffre d'une statistique limitée des *MC* de bruit.

4.6 Etude des bas-côtés de la distribution de ΔE

Les bas-côtés (*sidebands*) désignent les régions en ΔE où le signal est quasiment absent (typiquement $|\Delta E| > 100$ MeV). L'étude de ces régions permet de connaître la distribution du bruit dans la zone du signal ($\Delta E < 100$ MeV) par extrapolation.

On vérifie que la description du bruit par les simulations est correcte en ajustant la distribution de ΔE dans les données en aveugle. La procédure d'ajustement en aveugle (*blind*) consiste à masquer la zone de signal et à ne considérer que l'ajustement de la distribution du bruit.

Toute l'analyse a été menée jusqu'ici en aveugle, *i.e.* sans regarder dans les données OnPeak les distributions de B reconstruits. Le but d'une analyse en aveugle est d'éviter d'introduire un biais si l'analyste regarde le résultat avant la complétion de l'analyse.

2. la valeur du rapport d'embranchement utilisée pour la génération étant connue, on pourra comparer le résultat de l'extraction du signal à la "vraie" valeur.

3. C'est une conséquence du théorème de la limite centrale : pour des variables indépendantes V_i de même valeur centrale $\langle V \rangle$ et variance σ_V^2 , la somme des rapports $(V_i - \langle V \rangle)/\sigma_V$ tend vers une Gaussienne de moyenne 0 et de largeur 1 *i.e.* centrée réduite.

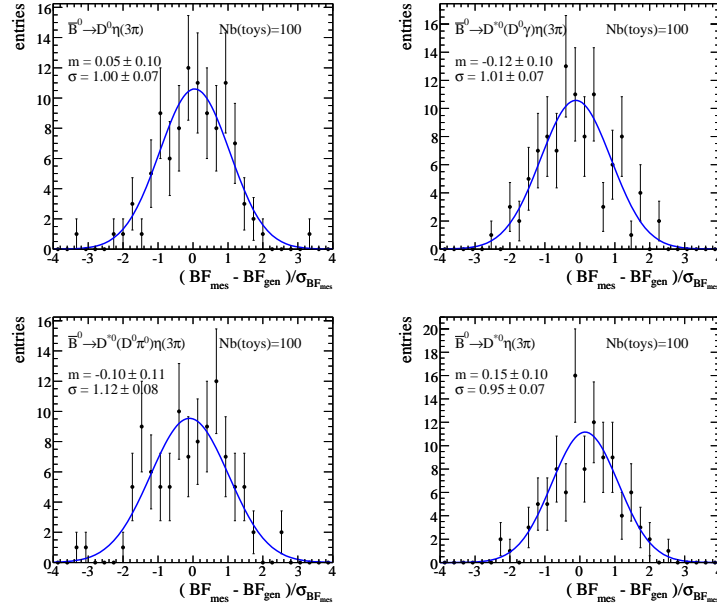


FIG. 4.24 – Distribution du pull $(\mathcal{BF}_{mes} - \mathcal{BF}_{gen})/\sigma_{BF_{mes}}$ pour la combinaison des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta$ (figure en haut à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0 \gamma) \eta$ (figure en haut à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0 \pi^0) \eta$ (figure en bas à gauche) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta$ (figure en bas à droite).

Tous les fits ont convergé et aucun désaccord majeur n'a été observé entre la *pdf* ajustée et la distribution des données. Seuls les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta(\gamma \gamma)$ présentent une différence nette pour $\Delta E < -180$ MeV (voir la figure de gauche 4.25).

4.6.1 Désaccord MC-données pour $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta(\gamma \gamma)$

La distribution de m_{ES} pour $\Delta E < -220$ MeV (voir la figure de droite 4.25) montre que le désaccord entre données et MC pour $m_{ES} > 5,27$ GeV/ c^2 est essentiellement dû aux événements $B^+ B^-$. La région $\Delta E < -180$ MeV est principalement peuplée d'événements $B^- \rightarrow D^{*0} \eta \pi^-$ produits par fragmentation et qui n'ont jamais été étudiés. Pourtant ce désaccord n'est pas observé dans le mode jumeau $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta(\pi \pi \pi^0)$, une autre source possible pourrait ainsi être $B^- \rightarrow D^{*0} \rho^-$, mais la proportion de ces événements dans la région du désaccord est petite et leur distribution en ΔE ne sied pas. Ce désaccord données-MC est pris en compte comme incertitude systématique: le bruit de fond dans les données est ajusté par une *pdf* ad hoc (la somme d'une Gaussienne et d'un polynôme du premier ordre), cette *pdf* est ensuite utilisée dans l'ajustement de la simulation générique $B \bar{B} q \bar{q}$ pour la reconstruction de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta(\gamma \gamma)$. La différence relative du nombre d'événements de signal entre les deux modèles de bruit (MC et données) est alors prise comme systématique (environ 6 à 7 %).

4.6.2 Etude du bruit $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ dans les données

La distribution des événements $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ est visible dans les bas-côtés de ΔE , on s'assure que le nombre d'événements observés est compatible avec les prédictions de la simulation. La table 4.6 compare le nombre de candidats $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ dans les simulations et les données. La différence relative est compatible avec les différences MC/données observées dans l'échantillon de contrôle $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ (voir la figure 4.27).

La différence MC-données sur le nombre d'événements $D^{(*)0} \rho^-$ peut avoir un impact sur les performances de l'ajustement de ΔE pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \pi^0$. Ainsi la recherche de biais

TAB. 4.3 – Paramètres de la Gaussienne ajustée sur la distribution de pull : valeur centrale ($m \pm \sigma_m$) et largeur ($w \pm \sigma_w$) pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0$.

mode de B^0	$m \pm \sigma_m$	$w \pm \sigma_w$
$D^0(K\pi)\pi^0$	$0,036 \pm 0,094$	$0,957 \pm 0,067$
$D^0(K\pi\pi^0)\pi^0$	$0,011 \pm 0,084$	$0,997 \pm 0,059$
$D^0(K3\pi)\pi^0$	$-0,019 \pm 0,100$	$1,084 \pm 0,071$
$D^0(K_s\pi\pi)\pi^0$	$-0,068 \pm 0,090$	$1,011 \pm 0,063$
$D^0(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	$0,011 \pm 0,083$	$0,939 \pm 0,059$
$D^0(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,068 \pm 0,072$	$1,066 \pm 0,051$
$D^0(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	$-0,202 \pm 0,104$	$0,972 \pm 0,074$
$D^0(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,218 \pm 0,101$	$1,006 \pm 0,071$
$D^0(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	$0,083 \pm 0,097$	$0,937 \pm 0,069$
$D^0(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,160 \pm 0,104$	$1,082 \pm 0,073$
$D^0(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	$-0,155 \pm 0,050$	$1,023 \pm 0,035$
$D^0(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,085 \pm 0,037$	$0,997 \pm 0,026$
$D^0(K\pi)\omega$	$0,042 \pm 0,091$	$0,907 \pm 0,064$
$D^0(K\pi\pi^0)\omega$	$0,068 \pm 0,156$	$1,098 \pm 0,110$
$D^0(K3\pi)\omega$	$0,041 \pm 0,078$	$1,004 \pm 0,055$
$D^0(K_s\pi\pi)\omega$	$-0,144 \pm 0,082$	$1,053 \pm 0,058$
$D^0(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	$-0,264 \pm 0,052$	$1,024 \pm 0,037$
$D^0(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	$-0,121 \pm 0,072$	$1,068 \pm 0,051$
$D^0(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	$-0,187 \pm 0,097$	$0,993 \pm 0,069$
$D^0(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	$-0,045 \pm 0,121$	$1,318 \pm 0,086$
$D^0(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	$-0,172 \pm 0,070$	$0,958 \pm 0,049$
$D^0(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	$-0,014 \pm 0,095$	$0,981 \pm 0,067$
$D^0(K_s\pi\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	$-0,197 \pm 0,029$	$1,024 \pm 0,020$
$D^0(K_s\pi\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	$-0,087 \pm 0,038$	$1,002 \pm 0,027$

avec les échantillons toys est refaite avec le nombre d'événements $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ calculé par ajustement de ΔE dans les données. La distribution de pull et les paramètres de la Gaussienne ajustée sont donnés respectivement à la figure 4.28 et dans la table 4.7, aucun biais significatif n'est observé.

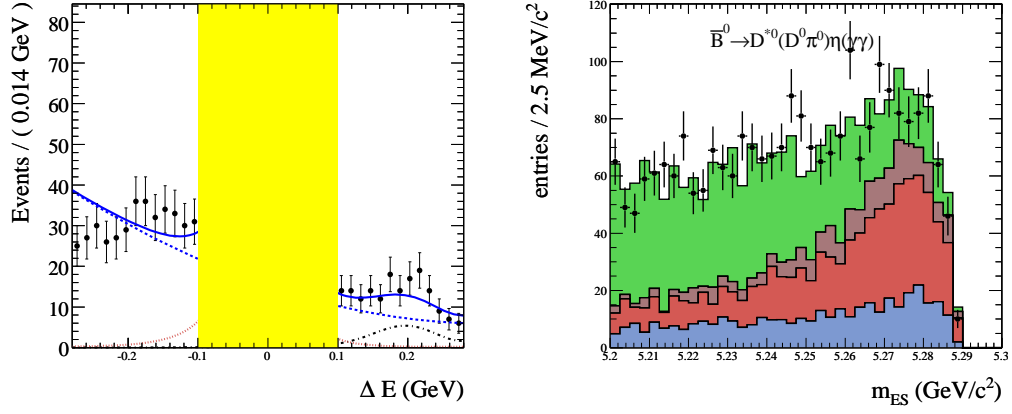


FIG. 4.25 – Reconstruction de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0 \pi^0) \eta(\gamma\gamma)$. figure de gauche : distribution de ΔE en aveugle pour les données OnPeak. figure de droite : distribution de m_{ES} pour $\Delta E < -120$ MeV dans les données (points) et dans les MC génériques normalisés à la luminosité des données OnPeak (histogrammes; vert= $q\bar{q}$, rouge= $B^+ B^-$, bleu= $B^0 \bar{B}^0$, brun= $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$.)

TAB. 4.4 – Paramètres de la Gaussienne ajustée sur la distribution de pull : valeur centrale ($m \pm \sigma_m$) et largeur ($w \pm \sigma_w$) pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0$.

mode de B^0	$m \pm \sigma_m$	$w \pm \sigma_w$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\pi^0$	$0,182 \pm 0,109$	$1,107 \pm 0,077$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\pi^0$	$0,058 \pm 0,083$	$0,988 \pm 0,059$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\pi^0$	$0,060 \pm 0,098$	$1,059 \pm 0,069$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\pi^0$	$0,112 \pm 0,085$	$0,958 \pm 0,060$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\pi^0$	$0,003 \pm 0,090$	$0,912 \pm 0,064$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\pi^0$	$-0,123 \pm 0,084$	$0,992 \pm 0,059$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\pi^0$	$0,064 \pm 0,079$	$0,856 \pm 0,056$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\pi^0$	$-0,299 \pm 0,087$	$0,982 \pm 0,062$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	$-0,023 \pm 0,090$	$1,024 \pm 0,064$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,137 \pm 0,073$	$1,080 \pm 0,052$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	$-0,078 \pm 0,115$	$1,070 \pm 0,081$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,259 \pm 0,102$	$1,021 \pm 0,072$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	$0,017 \pm 0,114$	$1,093 \pm 0,080$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,213 \pm 0,099$	$1,029 \pm 0,070$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	$-0,173 \pm 0,051$	$1,050 \pm 0,036$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,277 \pm 0,041$	$1,110 \pm 0,029$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta(\gamma\gamma)$	$-0,032 \pm 0,102$	$1,152 \pm 0,072$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,131 \pm 0,067$	$0,994 \pm 0,048$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	$-0,203 \pm 0,113$	$1,047 \pm 0,080$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,094 \pm 0,099$	$0,986 \pm 0,070$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta(\gamma\gamma)$	$0,006 \pm 0,105$	$1,011 \pm 0,074$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,216 \pm 0,101$	$1,051 \pm 0,071$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\eta(\gamma\gamma)$	$-0,250 \pm 0,048$	$0,992 \pm 0,034$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\omega$	$0,001 \pm 0,082$	$0,815 \pm 0,058$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\omega$	$-0,156 \pm 0,160$	$1,122 \pm 0,113$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\omega$	$0,064 \pm 0,083$	$1,074 \pm 0,059$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K_s\pi\pi)\omega$	$-0,054 \pm 0,074$	$0,952 \pm 0,053$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\omega$	$0,056 \pm 0,103$	$1,031 \pm 0,073$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\omega$	$-0,021 \pm 0,131$	$0,919 \pm 0,092$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K3\pi)\omega$	$-0,038 \pm 0,071$	$0,925 \pm 0,051$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K_s\pi\pi)\omega$	$-0,208 \pm 0,086$	$1,099 \pm 0,061$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	$-0,105 \pm 0,051$	$0,998 \pm 0,036$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	$-0,072 \pm 0,072$	$1,060 \pm 0,051$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	$-0,340 \pm 0,111$	$1,136 \pm 0,079$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K\pi\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	$0,137 \pm 0,089$	$0,969 \pm 0,063$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	$-0,124 \pm 0,074$	$1,016 \pm 0,052$
$D^{*0}(D^0\pi^0)(K3\pi)\eta'(\rho^0\gamma)$	$-0,036 \pm 0,090$	$0,931 \pm 0,064$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi)\eta'(\pi\pi\eta)$	$-0,233 \pm 0,051$	$1,001 \pm 0,036$
$D^{*0}(D^0\gamma)(K\pi\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	$-0,524 \pm 0,118$	$1,208 \pm 0,084$

TAB. 4.5 – Paramètres de la Gaussienne ajustée sur la distribution de pull : valeur centrale ($m \pm \sigma_m$) et largeur ($w \pm \sigma_w$) pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ où les sous-modes de $D^{(*)0}$ sont sommés.

mode de B^0	$m \pm \sigma_m$	$w \pm \sigma_w$
$B^0 \rightarrow D^0 \pi^0$	$-0,051 \pm 0,099$	$1,002 \pm 0,070$
$B^0 \rightarrow D^0 \eta(\gamma\gamma)$	$0,153 \pm 0,112$	$1,040 \pm 0,079$
$B^0 \rightarrow D^0 \eta(\pi\pi\pi^0)$	$0,047 \pm 0,101$	$1,004 \pm 0,071$
$B^0 \rightarrow D^0 \omega$	$-0,002 \pm 0,132$	$0,929 \pm 0,093$
$B^0 \rightarrow D^0 \eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	$-0,003 \pm 0,094$	$0,963 \pm 0,067$
$B^0 \rightarrow D^0 \eta'(\rho^0\gamma)$	$-0,125 \pm 0,105$	$1,086 \pm 0,074$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$	$0,125 \pm 0,102$	$1,032 \pm 0,072$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$	$0,031 \pm 0,103$	$1,040 \pm 0,073$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$	$0,300 \pm 0,041$	$0,975 \pm 0,068$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	$-0,088 \pm 0,118$	$1,100 \pm 0,084$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\gamma\gamma)$	$0,090 \pm 0,103$	$0,959 \pm 0,073$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$	$0,051 \pm 0,121$	$1,122 \pm 0,085$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,098 \pm 0,112$	$1,115 \pm 0,079$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$-0,115 \pm 0,101$	$1,006 \pm 0,071$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\pi\pi\pi^0)$	$0,149 \pm 0,096$	$0,953 \pm 0,068$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$	$-0,164 \pm 0,119$	$0,839 \pm 0,084$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\omega$	$0,083 \pm 0,157$	$1,103 \pm 0,111$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\omega$	$0,194 \pm 0,078$	$1,096 \pm 0,110$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	$0,032 \pm 0,091$	$0,931 \pm 0,064$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	$-0,106 \pm 0,105$	$1,076 \pm 0,074$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	$-0,002 \pm 0,090$	$0,921 \pm 0,064$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	$0,097 \pm 0,104$	$1,076 \pm 0,073$

TAB. 4.6 – Nombre d'événements $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ dans les MC et les données issus de l'ajustement de ΔE . La quantité n_{gen} est le nombre d'événements $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ générés dans les MC génériques (normalisés à la luminosité des données), n_{ajust}^{MC} et $n_{ajust}^{données}$ sont les nombres d'événements $D^{(*)0} \rho^-$ calculés par ajustement de respectivement les MC génériques normalisés et les données OnPeak.

mode de B^0	n_{gen}	n_{ajust}^{MC}	$n_{ajust}^{données}$	$\frac{ n_{gen} - n_{ajust}^{données} }{n_{gen}}$ (%)
$D^0 \pi^0$	6771	6791 ± 130	4981 ± 125	26,4
$D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$	1587	1720 ± 73	2001 ± 80	26,1
$D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$	2421	2508 ± 143	2729 ± 145	12,7
$D^{*0}\pi^0$	4009	4075 ± 148	4629 ± 154	15,5

TAB. 4.7 – Paramètres de la Gaussienne (valeur centrale m et largeur w) ajustée sur la distribution de pull $(\mathcal{BF}_{mes} - \mathcal{BF}_{gen})/\sigma_{mes}$ et sur la différence $\mathcal{BF}_{mes} - \mathcal{BF}_{gen}$. Par comparaison avec les tables 4.3, 4.4 et 4.5, dans cette étude de toys le nombre d'événements de bruit $D^{(*)0} \rho^-$ est obtenu à partir de l'ajustement de ΔE dans les données OnPeak.

mode de B^0	$m_{pull} \pm \sigma_{m,pull}$	$w_{pull} \pm \sigma_{w,pull}$	$m_{diff} \pm \sigma_{m,diff}$
$D^0 \pi^0$	$-0,1471 \pm 0,098$	$0,995 \pm 0,070$	$-0,011 \pm 0,008$
$D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$	$0,103 \pm 0,093$	$0,944 \pm 0,066$	$0,017 \pm 0,014$
$D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$	$-0,022 \pm 0,095$	$0,959 \pm 0,067$	$-0,004 \pm 0,026$
$D^{*0}\pi^0$	$0,172 \pm 0,094$	$0,948 \pm 0,066$	$0,024 \pm 0,013$

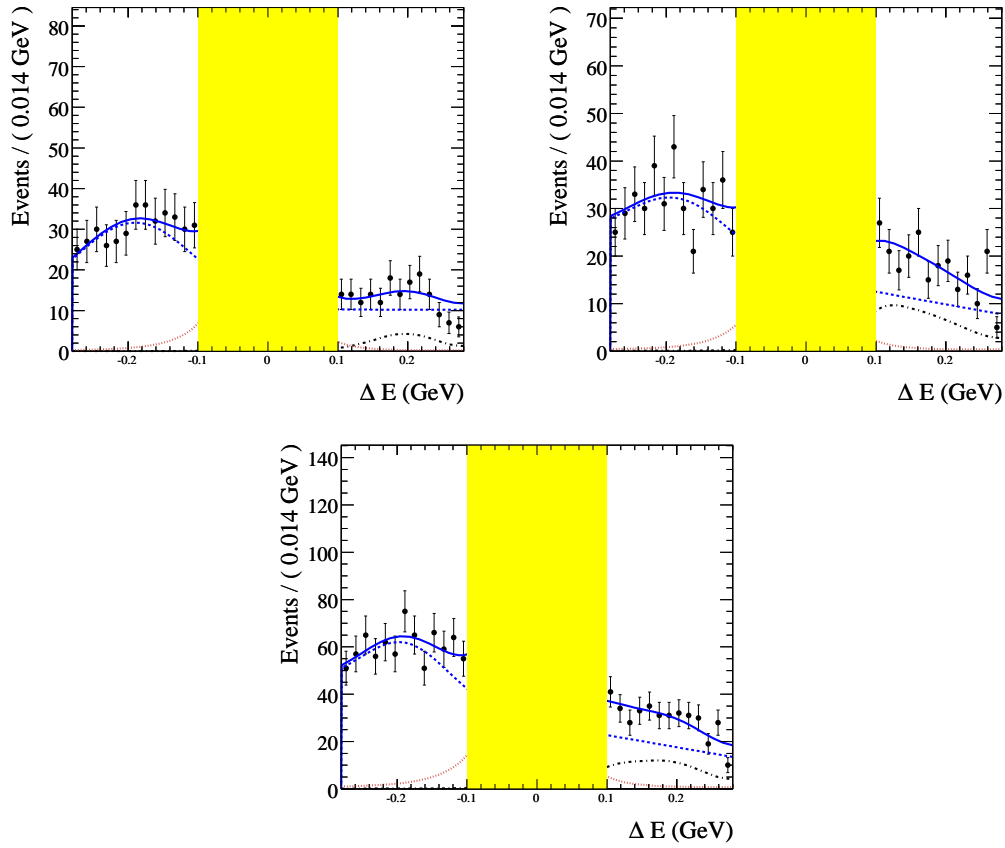


FIG. 4.26 – Ajustement de ΔE pour les données OnPeak en aveugle pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$ (en haut à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\gamma\gamma)$ (en haut à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$ (bas), les sous-modes de D^0 étant sommés. Le bruit combinatoire est décrit par un polynôme d'ordre 1 plus une Gaussienne. Les paramètres de cette pdf sont extraits de l'ajustement sur les données en raison du désaccord donnée-MC pour ces modes.

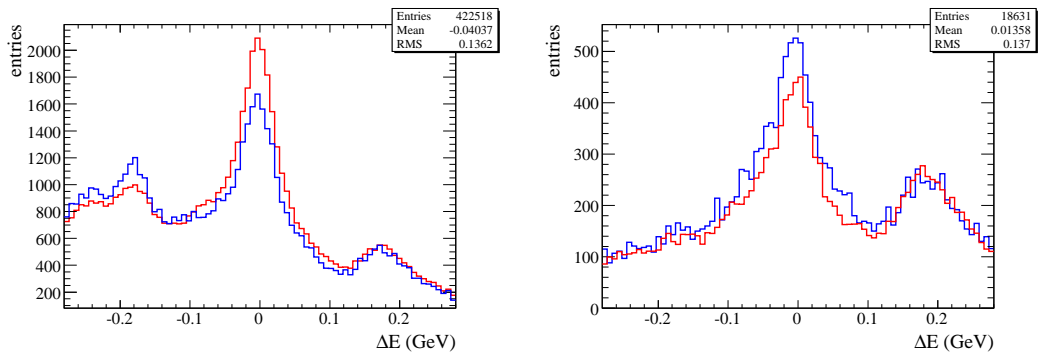


FIG. 4.27 – Distributions de ΔE pour les modes $B^- \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\rho^-$ (gauche) et $B^- \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)(K^-\pi^+)\rho^-$ (droite) pour les MC génériques normalisés (ligne rouge) et les données OnPeak (ligne bleue).

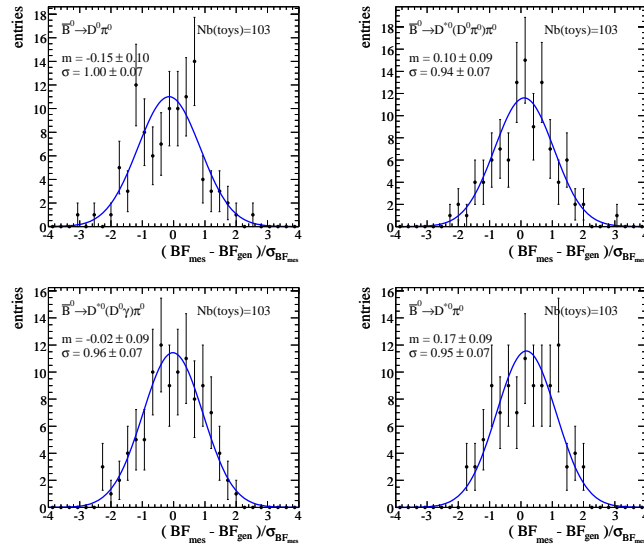


FIG. 4.28 – Distributions du pull $(\mathcal{BF}_{mes} - \mathcal{BF}_{gen})/\sigma_{mes}$ pour les modes $D^{(*)0}\pi^0$ avec le nombre d'événements de bruit $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ obtenu à partir de l'ajustement de ΔE pour les données *OnPeak*. Les quantités m et σ désignent la valeur centrale et la largeur de la Gaussienne ajustée.

Chapitre 5

Calcul des incertitudes systématiques

Sommaire

5.1	Reconstruction des γ/π^0	217
5.2	Identification des particules chargées	218
5.3	Reconstruction des traces et des mésons K_S^0	218
5.4	Rapports d'embranchements \mathcal{BF} secondaires	218
5.5	Nombre de paires $B\bar{B}$ dans les données	219
5.6	Nombre d'événements simulés	219
5.7	Sélection sur la masse des résonances	220
5.8	Sélection sur le Fisher de forme	220
5.9	Sélection sur les résonances $D^{(*)0}$	220
5.10	Sélection sur l'hélicité des résonances	221
5.11	Simulation de l'hélicité du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$	221
5.12	Paramétrisation de la <i>pdf</i> du signal	221
5.13	Paramétrisation de la <i>pdf</i> du bruit de fond combinatoire	221
5.14	Proportion $B^- \rightarrow D^0\rho^-/B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$	222
5.15	Rapport d'embranchement des modes de diaphonie	223
5.16	Forme de la <i>pdf</i> des modes de diaphonie	223
5.17	Combinaison des incertitudes systématiques	223

Les incertitudes systématiques¹ désignent les divers biais de mesure qui peuvent survenir soit d’une hypothèse faite (par exemple une approximation ou la modélisation des *pdf*) soit de l’application des méthodes employées pour la reconstruction et la sélection des particules. Par exemple nous avons vu au chapitre 3.5 que l’efficacité calculée avec les simulations diffère de celle dans les données et comment corriger cette différence. A chacune de ces corrections sera associée une incertitude systématique.

Les incertitudes systématiques se divisent en deux groupes : les systématiques communes à toutes les analyses dans *BABAR* et celles propres à cette analyse. La liste des incertitudes systématiques est ainsi donnée dans le tableau 5.1 avec un résumé de la méthode utilisée pour les calculer. Le calcul de chaque type d’incertitude est détaillé dans les sections suivantes.

TAB. 5.1 – *Origine des incertitudes systématiques et méthodes choisies pour les évaluer.*

Origine	Evaluation
Systématiques communes aux analyses <i>BABAR</i>	
Reconstruction γ/π^0	groupe <i>Neutral</i>
Identification des particules chargées	correction d’efficacité $\pm 1\sigma$
Reconstruction des traces	groupe <i>Tracking</i>
Reconstruction des K_S^0	groupe <i>Tracking</i>
\mathcal{BF} secondaires	<i>PDG</i>
Calcul du nombre de $B\bar{B}$	méthode standard dans <i>BABAR</i>
Systématiques propres à cette analyse	
Statistique des <i>MC</i>	loi de Poisson
Masse des résonances (sauf $D^{(*)0}$)	comparaison du spectre données/ <i>MC</i>
Fisher de forme	échantillon de contrôle $B^- \rightarrow D^0\pi^-$
Sélections des $D^{(*)0}$	échantillon de contrôle $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, ρ^-
Fisher d’hélicité, hélicité du ρ^0	variation de la coupure
Paramètres des <i>pdf</i>	variation des paramètres de $\pm 1\sigma$

5.1 Reconstruction des γ/π^0

L’incertitude systématique associée à la reconstruction des particules neutres (γ , π^0 , η) est calculée par le groupe de travail *Neutral* lors de l’évaluation des corrections d’efficacité des *MC* (voir la section 3.5.1). La valeur des incertitudes est donnée dans la table 5.2. La systématique sur la reconstruction du photon seul inclut l’incertitude sur le rapport d’embranchement du τ :

$$\frac{\mathcal{BF}(\tau \rightarrow \rho\nu)}{\mathcal{BF}(\tau \rightarrow \pi\nu)} = 0,435 \pm 0,005 \Rightarrow 1,1 \%, \quad (5.1.1)$$

d’où une systématique de :

$$\frac{3 \, \%}{2} \oplus 1,1 \, \% \simeq 1,8 \, \%. \quad (5.1.2)$$

Pour un mode comportant plusieurs particules neutres, l’incertitude totale sera la somme linéaire sur les particules neutres de même nature et la somme quadratique sur celles de nature différente².

L’incertitude totale varie selon les modes entre 3 et 9 %. C’est une des sources principales de l’incertitude systématique dans cette analyse, bien que des améliorations remarquables aient été apportées depuis 2004.

1. A la différence d’une *erreur* qui peut être corrigée (par exemple l’erreur sur l’efficacité de sélection entre données et simulations), une incertitude relève d’une imprécision qui ne peut être corrigée.

2. Par exemple pour le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K^-\pi^+\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$, l’incertitude ϵ sera $\epsilon = \sqrt{\epsilon(\pi^0)^2 + \epsilon(\gamma)^2}$, et pour $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K^-\pi^+\pi^0)\pi^0$, $\epsilon = \epsilon(\pi^0) \times 2$.

TAB. 5.2 – Incertitudes systématiques sur la reconstruction des particules neutres γ , π^0 , η .

Particule	incertitude (%)
π^0 , $\eta \rightarrow \gamma\gamma$	3
photon seul	1,8

5.2 Identification des particules chargées

Une incertitude systématique est calculée pour chaque critère d'identification des particules chargées (*PID*). L'incertitude correspondante est évaluée en faisant varier la correction d'efficacité du *PID* de $\pm 1\sigma$, où σ est l'erreur sur la correction donnée par le groupe *PID* (voir la section 3.5.1). L'incertitude est alors donnée par la variation relative du nombre d'événements de signal simulés dans la boîte de signal $m_{\text{ES}} - \Delta E$. Elle varie entre 1 et 1,6 % suivant le mode.

5.3 Reconstruction des traces et des mésons K_S^0

L'incertitude systématique associée à la reconstruction de chaque type de traces est calculée par le groupe *Tracking*. Le tableau 5.3 donne pour chaque catégorie de traces l'incertitude correspondante. Pour un mode comprenant plusieurs traces, les incertitudes sont sommées linéairement.

TAB. 5.3 – Moyenne sur les runs 1 à 6 de l'incertitude systématique sur la reconstruction de chaque type de traces (voir section 2.3.1).

Type de traces	incertitude par trace (%)
GoodTrackLoose	0,363
GoodTrackVeryLoose	0,356
ChargedTrack	0,343

L'incertitude totale sur la reconstruction des traces varie entre 0,7 et 2,1 % selon les modes. Une incertitude systématique particulière est associée à la reconstruction des mésons $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (voir la section 3.5.1) et donnée dans le tableau 3.46). Dans notre analyse l'incertitude sur la reconstruction des K_S^0 est faible, avec une moyenne sur les Runs 1 à 6 de 0,67 %.

5.4 Rapports d'embranchements \mathcal{BF} secondaires

L'incertitude sur la valeur du \mathcal{BF} des modes secondaires reconstruits donne lieu à une systématique supplémentaire. La valeur des \mathcal{BF} secondaires utilisée est la moyenne mondiale donnée par le *PDG* 2007 (voir la table 5.4). Pour un mode donné, l'erreur relative est la somme quadratique de l'erreur relative sur les \mathcal{BF} secondaires³

Dans le cas des canaux de désintégration du méson D^0 , le mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ (qui est le plus pur et le mieux connu) a été pris comme référence par le *PDG* pour le calcul du \mathcal{BF} des autres canaux. Par conséquent l'erreur sur le \mathcal{BF} du mode $D^0 \rightarrow Kn\pi$ (où $K = K_S^0$ ou K^-) comprend l'erreur sur $\mathcal{BF}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$. Ainsi lorsque les différents modes de D^0 seront combinés, une somme quadratique des erreurs relatives aboutirait à compter plusieurs fois l'erreur sur $\mathcal{BF}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$. C'est pourquoi pour chaque mode de D^0 son incertitude propre est calculée (voir la colonne $\Delta\mathcal{BF}$ propre dans la table 5.4) :

considérons un mode i ($i = K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, $K^-\pi^+\pi^0$, $K_S\pi^+\pi^-$) de rapport d'embranchement $\mathcal{BF}_i \pm \sigma_i$. Alors la part de σ_i liée à l'erreur sur $\mathcal{BF}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ est :

3. Par exemple pour le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$, $\epsilon(\mathcal{BF}) = \sqrt{\epsilon(D^0)^2 + \epsilon(\pi^0)^2}$.

$$\sigma_{\text{de } K\pi} = \frac{\sigma_{K\pi}}{\mathcal{BF}_{K\pi}} \times \mathcal{BF}_i. \quad (5.4.1)$$

L'erreur propre sur \mathcal{BF}_i est alors :

$$\sigma_{\text{propre}, i} = \sqrt{\sigma_i^2 - \sigma_{\text{de } K\pi}^2}. \quad (5.4.2)$$

Ainsi lors de la combinaison des modes de D^0 , c'est l'incertitude $\sigma_{\text{propre}, i}$ et non pas σ_i qui sera sommée en quadrature. En effet notons A_i l'acceptance totale du mode i^4 et $r_i = \sigma_{\text{propre}, i} / \mathcal{BF}_i$, où $\sigma_{\text{propre}, i}$ regroupe l'incertitude sur le \mathcal{BF} des filles du D^0 . Alors l'erreur relative sur $\mathcal{BF}(D^0)$ pour la combinaison des 4 modes de D^0 est :

$$\frac{\sigma_{\mathcal{BF}(D^0)}}{\mathcal{BF}(D^0)} = \sqrt{(r_{K\pi})^2 + \left(\frac{A_{K\pi\pi^0} r_{K\pi\pi^0} + A_{K3\pi} r_{K3\pi} + A_{K_S\pi\pi} r_{K_S\pi\pi}}{A_{K\pi} + A_{K\pi\pi^0} + A_{K3\pi} + A_{K_S\pi\pi}} \right)^2}. \quad (5.4.3)$$

TAB. 5.4 – Rapport d'embranchement \mathcal{BF} des canaux de désintégrations secondaires avec leur incertitude (Inc.) et l'erreur relative [28].

Canal	\mathcal{BF} (%)	$\Delta\mathcal{BF}$ (%)	$\Delta\mathcal{BF}/\mathcal{BF}$ (%)	$\Delta\mathcal{BF} \ K^-\pi^+$ (%)	$\Delta\mathcal{BF}$ propre
$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$	61,9	2,9	4,68	-	-
$D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$	38,1	2,9	7,61	-	-
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	3,82	0,07	1,83	-	-
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	13,5	0,6	4,44	0,25	0,55
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^0$	7,70	0,25	3,25	0,14	0,21
$D^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$	2,88	0,19	6,60	0,05	0,18
$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	98,91	0,16	0,16	-	-
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	69,20	0,05	0,07	-	-
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	98,798	0,032	0,03	-	-
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	39,39	0,24	0,61	-	-
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	22,68	0,35	1,54	-	-
$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	89,2	0,7	0,78	-	-
$\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$	29,4	0,9	3,06	-	-
$\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	44,5	1,4	3,15	-	-

Les canaux secondaires dont la contribution à l'incertitude systématique est la plus élevée sont $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, $D^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ et ceux du D^{*0} . Lorsque les deux modes $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ et $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ sont combinés, la somme de leur \mathcal{BF} valant 1, aucune incertitude n'est appliquée.

5.5 Nombre de paires $B\bar{B}$ dans les données

Le nombre de paires $B\bar{B}$ dans les données est calculé par la méthode décrite à la section 3.1.3. L'incertitude systématique liée à cette méthode est détaillée pour chaque run dans la table 5.5 avec une moyenne de 1,1 % sur l'ensemble des 6 Runs. C'est une valeur typique dans *BABAR* utilisée dans la majorité des analyses.

5.6 Nombre d'événements simulés

Le nombre d'événements générés N_g dans les simulations étant fini, l'efficacité calculée avec le *MC* signal souffre d'une systématique liée aux fluctuations statistiques dans l'échantillon simulé.

4. L'acceptance totale est le produit de l'efficacité de reconstruction et de sélection par les rapports d'embranchement secondaires.

TAB. 5.5 – Nombre de paires $B\bar{B}$ dans les données récoltées sur la résonance $\Upsilon(4S)$ pour les Runs 1 à 6 avec les incertitudes correspondantes (statistique et systématique).

Run	nombre B ($\times 10^6$)	stat. ($\times 10^3$)	syst. ($\times 10^3$)	total	N/σ_N (%)
1	22,40	0,03	0,25	0,25	1,106
2	67,39	0,04	0,74	0,74	1,102
3	35,57	0,03	0,39	0,39	1,104
4	110,45	0,56	1,21	1,22	1,101
5	146,76	0,64	1,61	1,62	1,101
6	71,44	0,44	0,79	0,79	1,102
Total	454,01	0,11	4,99	5,00	1,100

Les événements simulés étant indépendants, leur statistique est décrite par une loi de Poisson de paramètre $\epsilon = N_p/N_g$ (*i.e.* l'efficacité sur le signal) où N_p est le nombre d'événements ayant passé toutes les sélections.

La moyenne $\langle X \rangle$ et la variance $V(X)$ d'une loi binomiale est

$$\langle X \rangle = N_g \cdot \epsilon ; V(X) = N_g \cdot \epsilon \cdot (1 - \epsilon) \equiv \sigma(X)^2. \quad (5.6.1)$$

L'incertitude relative est donc

$$\frac{\sigma(X)}{\langle X \rangle} = \sqrt{\frac{1}{N_p} - \frac{1}{N_g}} \quad (5.6.2)$$

Cette incertitude systématique varie entre 0,5 et 2,8 % suivant les modes.

5.7 Sélection sur la masse des résonances

En raison de la différence entre données et MC pour la moyenne et la largeur des distributions de masse, l'efficacité sur le signal des sélections sur la masse des résonances est différente. L'incertitude liée à cette différence est calculée comme la différence relative du nombre d'événements de signal dans la zone de signal $m_{ES}-\Delta E$ quand la moyenne et la largeur de masse utilisées pour la sélection sont celles issues de l'ajustement de la distribution de masse dans les données. La valeur obtenue est globalement faible et varie entre 0,1 et 0,9 % suivant les modes.

5.8 Sélection sur le Fisher de forme

L'incertitude sur l'efficacité de la sélection sur le Fisher de forme est calculée à l'aide de l'échantillon de contrôle $B^- \rightarrow D^0(K^- \pi^+) \pi^-$ tel que décrit à la section 3.5.3. L'incertitude systématique obtenue est donnée dans la table 3.49 et varie entre 0,1 et 0,3 %. Les corrections à l'efficacité des MC sont faibles et l'incertitude associée quasiment négligeable. Cette faible incertitude est liée à l'utilisation de données OffPeak pour le calcul du Fisher de forme.

5.9 Sélection sur les résonances $D^{(*)0}$

L'incertitude sur l'efficacité des sélections sur les résonances D^0 (resp. D^{*0}) est calculée avec l'échantillon de contrôle $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ (resp. $B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$) (voir la section 3.5.3). La systématique obtenue est donnée dans la table 3.48 et varie entre 0,1 et 0,7 %.

5.10 Sélection sur l'hélicité des résonances

L'incertitude systématique associée aux sélections sur l'hélicité du ρ^0 et sur le Fisher d'hélicité (voir la section 3.4.1) ne peuvent pas être calculées avec l'échantillon de contrôle $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$. C'est pourquoi leur systématique est évaluée en faisant varier la valeur de coupure de $\pm 10\%$ autour du maximum de signification statistique. La systématique est alors calculée comme la différence relative du nombre d'événements de signal simulés dans la zone du signal en $m_{\text{ES}} - \Delta E$. L'incertitude obtenue pour la sélection sur l'hélicité du ρ^0 varie entre 1,8 et 2,2 %, et pour la sélection sur le Fisher d'hélicité entre 1,7 et 2,1 %.

5.11 Simulation de l'hélicité du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$

La distribution angulaire de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$ a été simulée avec les paramètres d'hélicité du canal $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$ (voir la section 3.7) soit une fraction longitudinale de $f_L = 0,869$. Afin d'évaluer la systématique liée à cette hypothèse, la même sélection est appliquée sur des événements simulés avec une fraction radicalement différente. Ainsi 429000 événements du canal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$ ont été simulés avec $f_L = 0,08$ (*i.e.* la simulation utilisée pour l'analyse précédente de 2004, voir la section 3.7). L'incertitude est alors calculée comme la moitié de la différence relative, après les sélections, entre le nombre d'événements de signal donnés par notre simulation et celui donné par la simulation d'hélicité inversée. L'incertitude systématique obtenue est de l'ordre de 10 %, ce qui en fait une des systématiques principales pour le canal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$.

5.12 Paramétrisation de la *pdf* du signal

La forme de la densité de probabilité en ΔE pour le signal a été déterminée avec un ajustement de maximum de vraisemblance sur les simulations *MC* exclusives (voir la section 4.2). Les paramètres de la *pdf* calculés seront fixes durant l'ajustement sur les données (à l'exception de la normalisation et de la valeur centrale pour la somme des sous-modes de D^0). Afin d'évaluer une éventuelle différence dans la forme de la *pdf* du signal entre données et *MC*, une incertitude systématique est calculée en faisant varier les paramètres fixés de $\pm 1\sigma$. Pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta(\gamma\gamma)$, nous utilisons le résultat de l'étude sur le mode $B^- \rightarrow D^0\rho^-$ (voir la section 3.5.2), la variation choisie est alors de $\pm 5,7$ MeV pour la valeur centrale et de $\pm 3,3$ MeV pour la largeur. La systématique est calculée comme la différence relative du nombre d'événements de signal, le résultat pour chacun des paramètres est ensuite sommée en quadrature. L'incertitude obtenue varie suivant les modes 1,5 et 8 % avec une moyenne d'environ 5 %. Les incertitudes les plus élevées correspondent aux modes avec très peu de signal et/ou avec un bruit important (typiquement les modes qui comprennent $D^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$ et $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$).

5.13 Paramétrisation de la *pdf* du bruit de fond combinatoire

Une incertitude est associée à l'hypothèse faite sur la forme du bruit combinatoire. La différence entre la forme du bruit dans les simulations et les données est évaluée à l'aide du bas-côté en m_{ES} : $5,24 < m_{\text{ES}} < 5,26$ GeV/ c^2 dans les données. En effet cette région en m_{ES} est hors de la zone de signal des mésons B ($m_{\text{ES}} \sim 5,28$ GeV/ c^2) et comprend majoritairement des événements issus de la combinatoire. Ce bas-côté en m_{ES} est ajusté avec le même type de *pdf* que celui utilisé pour décrire le fond combinatoire à partir du *MC* générique (voir la section 4.2). L'accord entre les distributions simulées et celles des données est globalement bon (voir la figure 5.1).

Les paramètres de la *pdf* calculés sont ensuite utilisés pour l'ajustement de la distribution en ΔE du *MC* générique $B\bar{B} + q\bar{q}$. La différence relative du nombre de signal par rapport au résultat de l'ajustement avec la *pdf* fixée sur le *MC* générique est alors prise comme incertitude systématique. Cette procédure est appliquée aux modes reconstruits $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ où les modes de D^0 ont été sommés. L'incertitude obtenue varie entre 0,1 et 21 % suivant les modes avec une

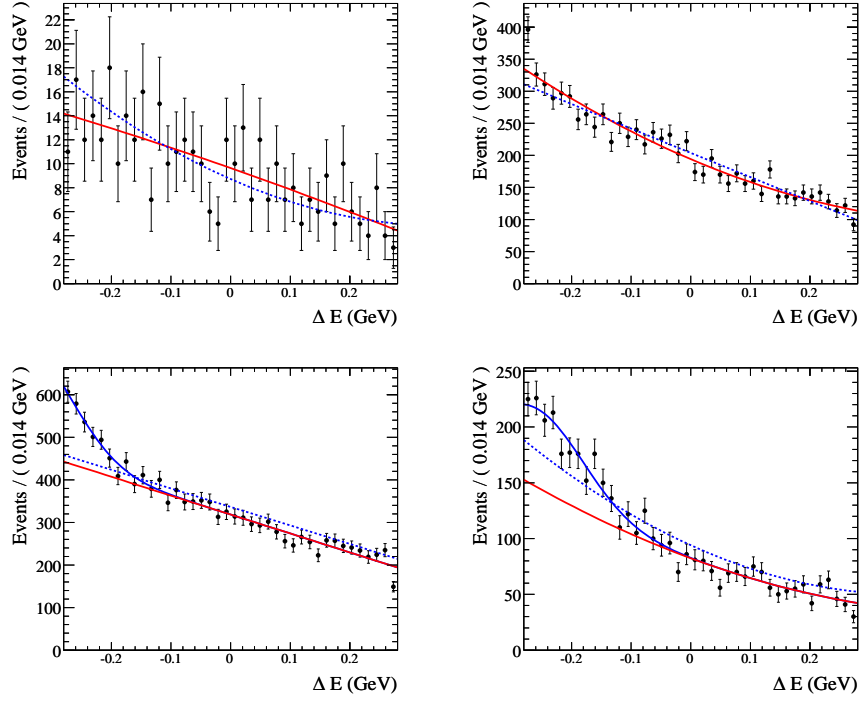


FIG. 5.1 – Ajustement de ΔE pour les données *OnPeak* dans la région $5,24 < m_{ES} < 5,26 \text{ GeV}/c^2$ pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'(\pi^+\pi^-\eta)$ (haut à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'(\rho^0\gamma)$ (haut à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$ (bas à gauche) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$ (bas à droite). La distribution des données est ajustée ici avec un polynôme d'ordre 2, pour les modes avec $h^0 = \pi^0$ une Gaussienne est ajoutée pour décrire la queue de la distribution des événements $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$. La courbe bleue pleine est la pdf ajustée sur les données et la courbe bleue pointillée est la pdf ajustée sur le MC générique. Le polynôme d'ordre 2 ajusté sur les données est la courbe rouge.

moyenne de 4 %. Pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ où les canaux de D^0 sont traités indépendamment, la forme du fond étant semblable entre les sous-modes de D^0 , la procédure n'est pas appliquée en raison du faible nombre d'événements dans plusieurs modes. L'incertitude appliquée est alors celle calculée avec la combinaison des modes de D^0 .

Pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$ l'incertitude liée à la modélisation du bruit de fond est calculée en ajustant une pdf ad hoc dans les données. L'incertitude est alors calculée avec le MC générique comme la différence relative entre le nombre d'événements de signal calculé avec la pdf du bruit ajustée sur les données et celui calculé avec la pdf du bruit ajustée sur la simulation. La systématique obtenue varie entre 6 et 7 % suivant les modes.

5.14 Proportion $B^- \rightarrow D^0\rho^- / B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$

Bien que la normalisation de la pdf décrivant les événements $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ soit libre, la proportion des événements $B^- \rightarrow D^0\rho^-$ par rapport à $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$ est fixée. Or le rapport d'embranchement des modes $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ est connu avec une précision de 13,4 % pour $B^- \rightarrow D^0\rho^-$ et de 17,4 % pour $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$. L'incertitude associée à cette hypothèse est ainsi calculée en faisant varier la fraction de chaque mode de $\pm 13,4$ % pour $B^- \rightarrow D^0\rho^-$ et de 17,4 % pour $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$. L'incertitude est alors calculée comme la différence relative du nombre de signal calculée par ajustement. L'incertitude totale est la somme quadratique des incertitudes pour $D^0\rho^-$ et $D^{*0}\rho^-$ et varie entre 0,01 et 0,12 % pour $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$, 4,3 et 10,4 % pour $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$

et entre 11 et 39 % pour $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$. C'est la systématique dominante pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$. En effet pour ces modes les distributions de $B^- \rightarrow D^0\rho^-$ et $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$ sont présentes dans toute la zone de signal. Par comparaison, dans la reconstruction de $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$ la distribution des événements $B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$ est décalée d'environ 200 MeV par rapport au signal.

5.15 Rapport d'embranchement des modes de diaphonie

Dans la procédure itérative d'ajustement (voir section 4.4), le nombre d'événements des modes de diaphonie est fixé à partir de la valeur du rapport d'embranchement \mathcal{BF} calculé à l'itération précédente: $\mathcal{BF}_{\text{diaph}} \pm \sigma_{\text{diaph}}$. L'incertitude associée à cette hypothèse est évaluée en faisant varier \mathcal{BF} de $\pm 1\sigma_{\text{diaph}}$ et en calculant la différence relative du nombre d'événements de signal. L'incertitude obtenue pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)h^0$ est très faible, variant entre 0 et 1 %. Pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)h^0$ cette systématique varie entre 3 et 30 % et est une des systématiques dominantes. En effet la diaphonie est un des bruits principaux pour ces modes (plus de 30 % du signal dans la région $|\Delta E| < 100$ MeV, voir l'annexe A) et la distribution en ΔE des événements de diaphonie pique juste sous la position du signal (voir la figure 6.2).

5.16 Forme de la *pdf* des modes de diaphonie

La distribution des modes de bruit de diaphonie en ΔE est décrite exclusivement à partir des simulations et de façon non paramétrique (voir la section 4.2). L'incertitude sur la structure de ces distributions ne peut donc pas être évaluée en variant des paramètres de forme (comme cela est fait dans la section précédente). La systématique est alors calculée en décalant toute la distribution de $\pm 5,7$ MeV et en l'élargissant⁵ de 3,3 MeV. La systématique résultante varie entre 0,1 et 6 % pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ pour $h^0 \neq \pi^0$. Pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$ cette systématique varie entre 11 et 30 %, principalement à cause du bruit $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$. De même que pour la systématique décrite dans la section précédente, les incertitudes nulles correspondent aux modes pour lesquels la diaphonie est négligeable, et les plus élevées aux modes rares pour lesquels les fluctuations de la simulation des bruits sont importantes. Lors du décalage de la distribution du bruit, la distribution du signal n'est pas décalée en même temps, cette incertitude est donc pessimiste vu que le signal serait sensé être décalé également.

5.17 Combinaison des incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques détaillées dans les sections précédentes sont calculées pour chaque mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ ainsi que pour la somme des sous-modes de D^0 et de D^{*0} . L'incertitude totale est calculée comme la moyenne quadratique des incertitudes et est donnée pour chaque canal de B^0 dans les tables 5.6 à 5.8. On remarque que les systématiques dominantes sont celles liées à la reconstruction des π^0/γ , à la description du bruit (rapport d'embranchement et simulation de la distribution) et aux rapports d'embranchements secondaires. Les systématiques propres à l'analyse ne sont donc pas les plus contraignantes pour une amélioration future de la précision.

Dans le cas particulier du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$ une systématique importante est apportée par l'hypothèse sur les amplitudes d'hélicité dans la simulation. Pour les modes où $h^0 = \eta'(\rightarrow \rho^0\gamma)$, une contribution notable vient de la sélection sur l'hélicité du ρ^0 . L'incertitude finale totale comprendra en plus l'incertitude statistique de l'ajustement sur le nombre d'événements de signal.

5. par convolution avec une Gaussienne de résolution.

TAB. 5.6 – Résumé des incertitudes systématiques (%) pour chaque mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)h^0$ où les sous-modes de D^0 ont été sommés.

Sources	$D^{*0}\pi^0$	$D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$	$D^{*0}\eta(3\pi)$	$D^{*0}\omega$	$D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta)$	$D^{*0}\eta'(\rho^0\gamma)$
Reco. π^0/γ	7,01	6,94	6,97	7,08	7,14	4,51
<i>PID</i>	1,16	1,14	1,15	1,15	1,24	1,23
Reco. Traces	0,86	0,88	1,61	1,57	1,55	1,54
Sel. sur K_S^0	0,04	0,06	0,06	0,05	×	×
$\mathcal{BF}(D^{*0})$	4,69	4,69	4,69	4,69	4,69	4,69
$\mathcal{BF}(D^0)$	3,15	3,20	3,25	3,25	3,03	2,96
$\mathcal{BF}(h^0)$	0,03	0,61	1,54	0,79	3,20	3,06
$N(B\bar{B})$	1,10	1,10	1,10	1,10	1,10	1,10
Stat. <i>MC</i>	0,53	0,76	0,97	0,56	1,10	1,20
Masse de h^0	0,56	0,63	0,30	×	0,65	0,65
Masse π^0 du h^0	×	×	0,28	0,05	×	×
Fisher de forme	0,21	0,19	0,18	0,19	0,18	0,23
Sel. sur D^{*0}	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21
Sel. sur D^0	0,30	0,31	0,31	0,31	0,28	0,28
Hélicité	×	×	×	10,39	×	2,13
<i>pdf</i> du signal	1,04	2,38	1,71	2,72	1,12	3,07
<i>pdf</i> bruit	0,14	5,97	2,54	1,74	0,34	6,82
$\mathcal{BF} D^{(*)0}\rho^-$	4,11	×	×	×	×	×
\mathcal{BF} diaphonie	0,41	0,09	0,08	0,03	0,23	0,28
<i>pdf</i> diaphonie	1,38	0,10	0,16	0,12	0,12	0,22
Total	10,26	11,24	9,96	14,39	10,04	11,32

TAB. 5.7 – Résumé des incertitudes systématiques (%) pour chaque mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)h^0$ où les sous-modes de D^0 ont été sommés.

Sources	$D^{*0}\pi^0$	$D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$	$D^{*0}\eta(3\pi)$	$D^{*0}\omega$	$D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta)$
Reco. π^0/γ	4,42	4,32	4,46	4,28	2,30
<i>PID</i>	1,16	1,17	1,21	1,14	1,02
Reco. Traces	0,85	0,86	1,55	1,59	1,23
Sel. sur K_S^0	0,04	0,05	×	0,05	×
$\mathcal{BF}(D^{*0})$	7,61	7,61	7,61	7,61	7,61
$\mathcal{BF}(D^0)$	3,09	3,04	2,89	3,09	2,67
$\mathcal{BF}(h^0)$	0,03	0,61	1,54	0,79	3,20
$N(B\bar{B})$	1,10	1,10	1,10	1,1	1,10
Stat. <i>MC</i>	0,66	0,98	1,31	0,75	1,00
Masse de h^0	0,47	0,75	0,20	×	0,78
Masse π^0 du h^0	×	×	0,31	0,04	×
Fisher de forme	0,23	0,22	0,23	0,23	0,23
Sel. sur D^{*0}	0,41	0,41	0,41	0,41	0,41
Sel. sur D^0	0,29	0,29	0,27	0,30	0,23
Hélicité	×	×	×	11,40	×
<i>pdf</i> du signal	3,04	3,33	1,87	4,23	0,83
<i>pdf</i> bruit	1,55	7,24	0,09	2,01	6,41
$\mathcal{BF} D^{(*)0}\rho^-$	13,43	×	×	×	×
\mathcal{BF} diaphonie	9,16	2,80	5,79	2,25	30,13
<i>pdf</i> diaphonie	12,65	0,28	0,56	0,42	1,87
Total	22,96	12,76	11,54	15,80	32,24

TAB. 5.8 – *Résumé des incertitudes systématiques (%) pour chaque mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0$ où les sous-modes de D^0 ont été sommés.*

Sources	$D^0 \pi^0$	$D^0 \eta(\gamma\gamma)$	$D^0 \eta(3\pi)$	$D^0 \omega$	$D^0 \eta'(\pi\pi\eta)$	$D^0 \eta'(\rho^0 \gamma)$
Reco. π^0/γ	4,04	3,96	3,98	3,94	3,88	2,39
<i>PID</i>	1,13	1,12	1,15	1,16	1,17	1,11
Reco. Traces	0,87	0,88	1,60	1,59	1,61	1,56
Sel. sur K_S^0	0,05	0,06	0,05	0,05	0,06	0,06
$\mathcal{BF}(D^0)$	3,21	3,21	3,23	3,20	3,14	3,14
$\mathcal{BF}(h^0)$	0,03	0,61	1,54	0,79	3,20	3,06
$N(B\bar{B})$	1,10	1,10	1,10	1,10	1,10	1,10
Stat. <i>MC</i>	0,27	0,49	0,68	0,42	0,93	0,89
Masse π^0 du h^0	×	×	0,33	0,09	×	×
Masse de h^0	0,45	0,70	0,27	×	0,65	0,68
Fisher de forme	0,23	0,22	0,22	0,24	0,23	0,24
Sel. sur D^0	0,30	0,31	0,31	0,31	0,31	0,30
Hélicité	×	×	×	1,92	×	2,06
<i>pdf</i> du signal	2,63	2,75	1,46	1,67	1,34	2,70
<i>pdf</i> bruit	0,71	0,83	0,10	0,32	1,20	13,34
Gaussienne bruit	0,65	0,10	1,09	4,24	×	×
$\mathcal{BF} D^{(*)0} \rho^-$	0,01	×	×	×	×	×
\mathcal{BF} diaphonie	0,01	0,04	0,04	0,00	0,07	0,09
<i>pdf</i> diaphonie	0,69	0,71	0,27	0,60	0,45	0,35
Total	6,21	6,26	6,16	7,53	6,73	14,86

Chapitre 6

Mesure du rapport d'embranchement dans les données

Sommaire

6.1	Mesure du rapport d'embranchement avec les Runs 1 à 6	229
6.1.1	Ajustement de ΔE et nombres d'événements	229
6.1.2	Rapports d'embranchements	234
6.2	Mesure du rapport d'embranchement avec les Runs 1 et 2	244
6.3	Comparaison avec les prédictions théoriques	244
6.3.1	Etude par symétrie d'isospin	245
6.3.2	Prédictions sur les rapports d'embranchement	247

6.1 Mesure du rapport d'embranchement avec les Runs 1 à 6

Le rapport d'embranchement est calculé comme (voir la section 1.1) :

$$\mathcal{BF} = \frac{n_{\text{signal}}}{n_{B\bar{B}} \cdot \epsilon \cdot \mathcal{BF}_{\text{sec}}}. \quad (6.1.1)$$

L'acceptance totale corrigée $\epsilon \cdot \mathcal{BF}_{\text{sec}}$ est donnée dans les tables 3.50 et 3.51 et le nombre de paires $B\bar{B}$ $n_{B\bar{B}}$ étudiées dans les données peut être trouvé à la table 3.4.

6.1.1 Ajustement de ΔE et nombres d'événements

Le nombre d'événements de signal n_{signal} est calculé par application de l'ajustement itératif de ΔE décrit à la section 4.4 sur les données. Les itérations et le processus de minimisation de *MINUIT* ayant convergés, les distributions de ΔE dans les données avec les *pdf* ajustées sont données aux figures 6.1 à 6.4.

Les modes de D^0 et de D^{*0} sont combinés pour la mesure finale du rapport d'embranchement afin de diminuer l'incertitude statistique sur la valeur du rapport d'embranchement.

L'addition des modes de D^0 a été effectuée de deux façons :

1. **par somme** : les événements provenant des quatre modes de désintégration du D^0 ($K\pi$, $K\pi\pi^0$, $K3\pi$ et $K_S^0\pi\pi$) sont sommés, puis la distribution de ΔE obtenue est ajustée (voir les figures 6.1 à 6.4). Pour le calcul du \mathcal{BF} , l'acceptance totale utilisée est la somme de l'acceptance totale de chacune des analyses sommées. L'acceptance totale est ensuite corrigée de la diaphonie entre les modes de $D^{(*)0}$. Cette correction est calculée à l'aide des simulations exclusives et vaut environ 1 % (resp. 10 %) pour la combinaison des modes de D^0 (resp. D^{*0}).

L'incertitude statistique est directement donnée par le résultat de l'ajustement, l'incertitude systématique est la somme de l'incertitude systématique pour chaque analyse pondérée par l'acceptance totale du mode considéré :

$$\sigma_{\text{syst, somme}} = \frac{\sum_i \mathcal{A}_i \cdot \sigma_{\text{syst}, i}}{\sum_i \mathcal{A}_i}, \quad (6.1.2)$$

avec $i = K\pi, K3\pi, K\pi\pi^0, K_S^0\pi\pi$ et l'acceptance totale $\mathcal{A}_i = \epsilon_i \cdot \mathcal{BF}_{\text{sec}, i}$. L'incertitude totale est finalement la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique :

$$\sigma_{\text{totale}}^2 = \sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{syst}}^2. \quad (6.1.3)$$

2. **par combinaison statistique** : la mesure dans chacun des modes de D^0 est combinée :

$$\mathcal{BF}_{\text{combi}} = \frac{\sum_i \mathcal{BF}_i / \sigma_i^2}{\sum_i 1 / \sigma_i^2}, \quad (6.1.4)$$

où $(\mathcal{BF}_i \pm \sigma_i)$ est la mesure du rapport d'embranchement dans le mode i ($i = K\pi, K3\pi, K\pi\pi^0, K_S^0\pi\pi$) avec σ_i l'erreur totale sur \mathcal{BF}_i . Les échantillons d'événements pour chacune des quatre analyses étant indépendants, l'incertitude statistique sur la combinaison des \mathcal{BF} est :

$$\sigma_{\text{stat, combi}} = \sum_i \frac{1}{1 / \sigma_{\text{stat}, i}^2}. \quad (6.1.5)$$

L'incertitude systématique est la somme de l'incertitude systématique pour chaque analyse pondérée par l'acceptance totale du mode considéré. L'incertitude totale est finalement la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique.

Les nombres d'événements de signal et de bruit calculés par ajustement de ΔE pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$, où les sous-modes de D^0 ont été sommés, sont donnés à la table 6.1 avec la signification statistique et la pureté.

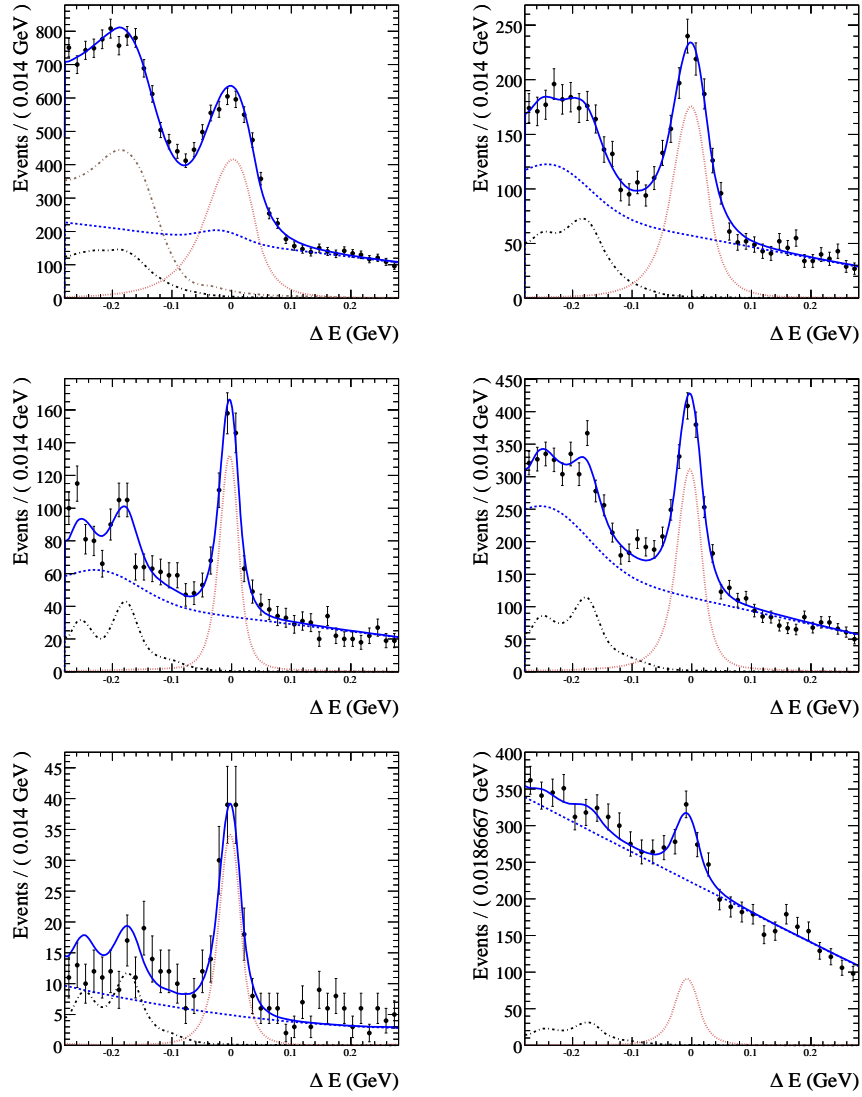


FIG. 6.1 – Ajustement des distributions de ΔE dans les données (Runs 1 à 6) pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$ (haut à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta(\gamma\gamma)$ (haut à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ (milieu à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$ (milieu à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta'(\pi^+ \pi^- \eta)$ (bas à gauche) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \eta'(\rho^0 \gamma)$ (bas à droite). Les sous-modes de D^0 ont été sommés. Les points représentent les données, la courbe bleue pleine est l'ajustement total, la courbe rouge pointillée est la pdf du signal, la courbe noire pointillée est la pdf des événements de diaphonie $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$, la courbe brune pointillée est la pdf des événements $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^-$ et la courbe bleue pointillée est la pdf du bruit combinatoire.

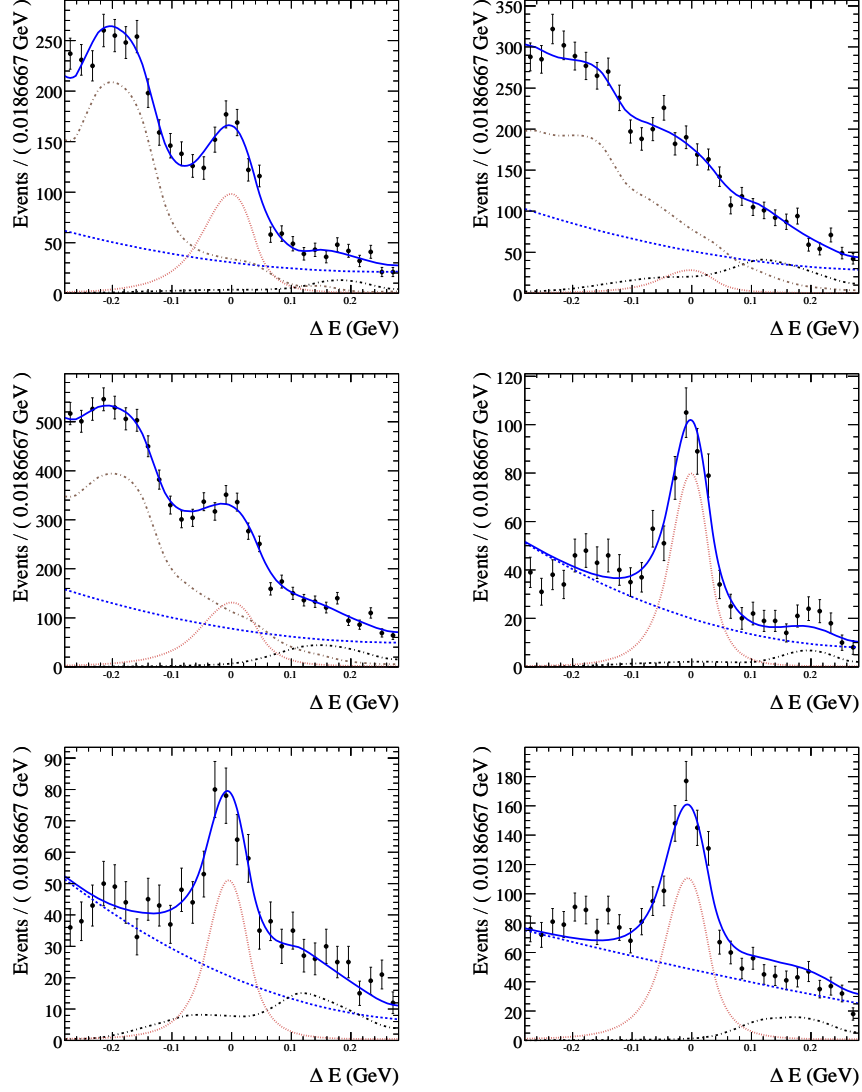


FIG. 6.2 – Ajustement des distributions de ΔE dans les données (Runs 1 à 6) pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$ (haut à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$ (haut à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$ (milieu à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$ (milieu à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\gamma\gamma)$ (bas à gauche) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$ (bas à droite). Les sous-modes de D^0 ont été sommés.

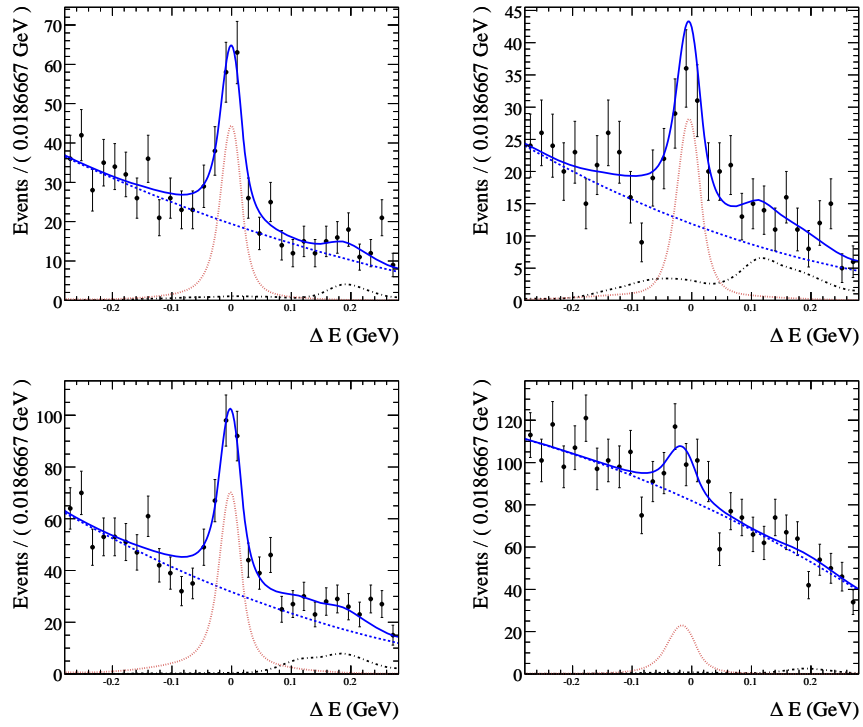


FIG. 6.3 – Ajustement des distributions de ΔE dans les données (Runs 1 à 6) pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\pi^+\pi^-\pi^0)$ (haut à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\pi^+\pi^-\pi^0)$ (haut à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\pi^+\pi^-\pi^0)$ (bas à gauche) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$ (bas à droite). Les sous-modes de D^0 ont été sommés.

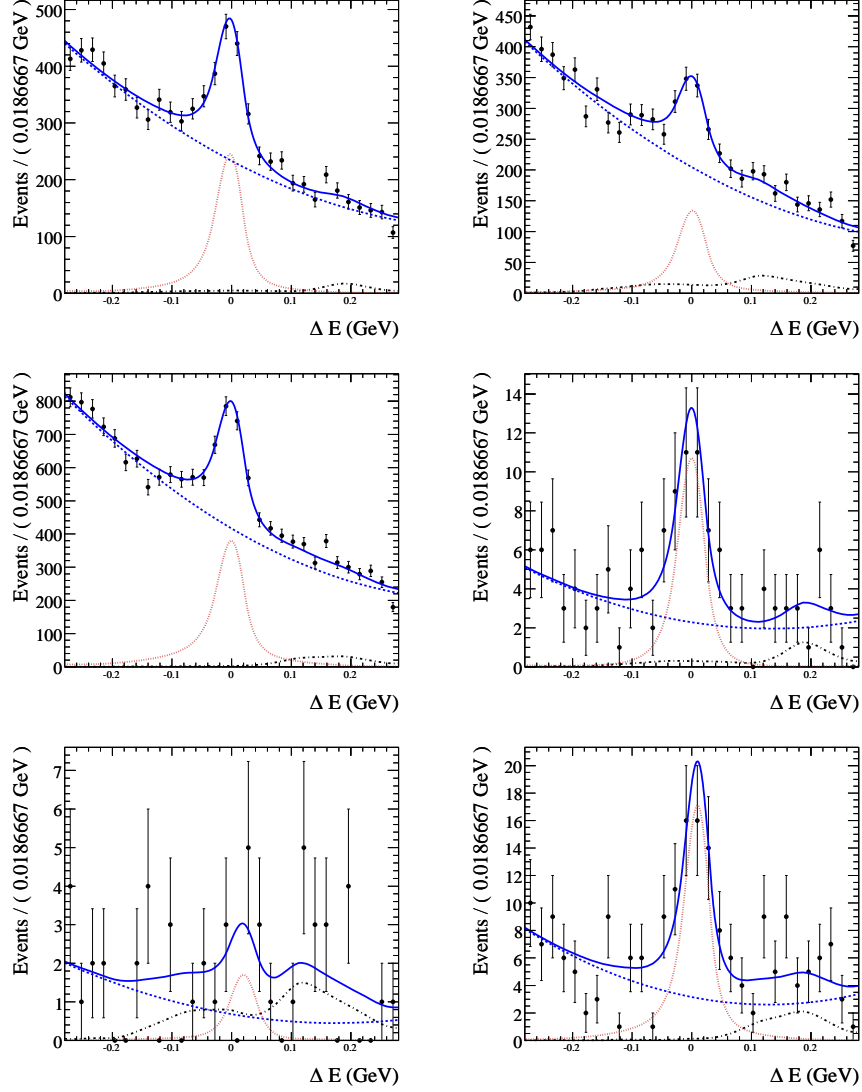


FIG. 6.4 – Ajustement des distributions de ΔE dans les données (Runs 1 à 6) pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$ (haut à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\omega$ (haut à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\omega$ (milieu à gauche), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\pi^+\pi^-\eta)$ (milieu à droite), $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta'(\pi^+\pi^-\eta)$ (bas à gauche) et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\pi^+\pi^-\eta)$ (bas à droite). Les sous-modes de D^0 ont été sommés.

6.1.2 Rapports d'embranchements

Les rapports d'embranchement calculés avec les données pour la somme des sous-modes de D^0 sont présentés à la table 6.2 avec le résultat à la fois de la somme et de la combinaison des sous-modes de D^{*0} .

Les rapports d'embranchement \mathcal{BF} , mesurés pour chaque mode de $D^{(*)0}$ et leur combinaison, sont représentés graphiquement aux figures 6.5 à 6.10 et comparés aux précédentes valeurs mesurées par *CLEO*, *BABAR* et Belle.

TAB. 6.1 – Nombres d'événements de signal (S) $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$, de diaphonie par les autres modes de signal (N_{diaph}), de $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$ ($N_{D\rho}$) et de bruit combinatoire (N_{combi}) calculés par ajustement de ΔE dans les données (Runs 1 à 6). On donne la signification statistique $S/\sqrt{S+B}$ et la pureté $S/(S+B)$, où B est le nombre d'événements de bruit total $B = N_{diaph} + N_{D\rho} + N_{combi}$. L'incertitude donnée est l'erreur statistique issue de l'ajustement. Le nombre d'événements de diaphonie étant fixé, l'incertitude correspondante est nulle.

Mode de \bar{B}^0 reconstruit	signal S	diaphonie N_{diaph}	$D^{(*)0}\rho^-$ $N_{D\rho}$	combinatoire N_{combi}	$S/\sqrt{S+B}$	$S/(S+B)$ (%)
$D^0\pi^0$	3369 ± 102	135	440 ± 11	2585 ± 63	41,7	51,6
$D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$	645 ± 46	37	365 ± 15	331 ± 29	17,4	46,8
$D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$	198 ± 55	249	840 ± 46	557 ± 52	4,6	10,7
$D^{*0}\pi^0$ (somme)	958 ± 73	121	1218 ± 41	844 ± 56	17,1	30,5
$D^0\eta(\gamma\gamma)$	1054 ± 49	44	×	823 ± 21	24,0	54,8
$D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	388 ± 27	20	×	216 ± 10	15,5	62,2
$D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\gamma\gamma)$	270 ± 26	93	×	217 ± 11	11,2	46,5
$D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$ (somme)	629 ± 39	33	×	525 ± 18	18,3	53,0
$D^0\eta(\pi\pi\pi^0)$	454 ± 29	20	×	487 ± 15	14,6	47,2
$D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	134 ± 17	9	×	209 ± 10	7,1	38,0
$D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\pi\pi\pi^0)$	87 ± 15	36	×	128 ± 8	5,5	34,7
$D^{*0}\eta(\pi\pi\pi^0)$ (somme)	241 ± 25	11	×	341 ± 13	9,9	40,7
$D^0\omega$	1400 ± 58	68	×	1648 ± 28	25,1	44,9
$D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$	978 ± 61	44	×	2522 ± 34	16,4	27,6
$D^{*0}(D^0\gamma)\omega$	572 ± 55	163	×	2213 ± 32	10,5	19,4
$D^{*0}\omega$ (somme)	1692 ± 86	60	×	4507 ± 47	21,4	27,0
$D^0\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	134 ± 14	6	×	74 ± 6	9,2	62,8
$D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta)$	37 ± 8	3	×	25 ± 3	4,6	57,1
$D^{*0}(D^0\gamma)\eta'(\pi\pi\eta)$	6 ± 4	8	×	7 ± 2	1,3	27,7
$D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta)$ (somme)	61 ± 10	3	×	34 ± 4	6,2	62,3
$D^0\eta'(\rho^0\gamma)$	290 ± 42	13	×	2382 ± 33	5,6	10,8
$D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	86 ± 28	6	×	874 ± 20	2,8	8,9

TAB. 6.2 – Rapport d'embranchement (\mathcal{BF}) des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ où les modes de D^0 ont été sommés, calculés à partir de l'ajustement de ΔE dans les données (Runs 1 à 6). On donne pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0$ le \mathcal{BF} pour la somme et la combinaison statistique des deux modes $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ et $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$. Pour les modes avec $h^0 = \eta, \eta'$, on donne la combinaison des \mathcal{BF} calculés pour chaque sous-mode de $\eta^{(\prime)}$. La première incertitude est statistique et la deuxième est systématique.

Mode reconstruit	$(\mathcal{BF} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}) \times 10^{-4}$
$B^0 \rightarrow D^0\pi^0$	$2,78 \pm 0,08 \pm 0,20$
$B^0 \rightarrow D^0\omega$	$2,77 \pm 0,13 \pm 0,22$
$B^0 \rightarrow D^0\eta(\gamma\gamma)$	$2,34 \pm 0,11 \pm 0,17$
$B^0 \rightarrow D^0\eta(\pi\pi\pi^0)$	$2,51 \pm 0,16 \pm 0,17$
$B^0 \rightarrow D^0\eta(\text{combinés})$	$2,41 \pm 0,09 \pm 0,17$
$B^0 \rightarrow D^0\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	$1,29 \pm 0,14 \pm 0,09$
$B^0 \rightarrow D^0\eta'(\rho^0\gamma)$	$1,95 \pm 0,29 \pm 0,30$
$B^0 \rightarrow D^0\eta'(\text{combinés})$	$1,38 \pm 0,12 \pm 0,22$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$	$2,25 \pm 0,16 \pm 0,24$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$	$0,97 \pm 0,27 \pm 0,23$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0(\text{sommés})$	$1,78 \pm 0,13 \pm 0,23$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0(\text{combinés})$	$1,73 \pm 0,14 \pm 0,22$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$	$2,63 \pm 0,18 \pm 0,31$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\gamma\gamma)$	$2,85 \pm 0,28 \pm 0,38$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\gamma\gamma)(\text{sommés})$	$2,37 \pm 0,15 \pm 0,24$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\gamma\gamma)(\text{combinés})$	$2,71 \pm 0,15 \pm 0,27$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$2,14 \pm 0,28 \pm 0,22$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta(\pi\pi\pi^0)$	$2,49 \pm 0,44 \pm 0,30$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\pi\pi\pi^0)(\text{sommés})$	$2,27 \pm 0,23 \pm 0,18$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\pi\pi\pi^0)(\text{combinés})$	$2,25 \pm 0,24 \pm 0,18$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta(\text{combinés})$	$2,32 \pm 0,13 \pm 0,22$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\omega$	$4,27 \pm 0,26 \pm 0,63$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\omega$	$4,35 \pm 0,42 \pm 0,73$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\omega(\text{sommés})$	$4,44 \pm 0,23 \pm 0,61$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\omega(\text{combinés})$	$4,30 \pm 0,23 \pm 0,60$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	$1,00 \pm 0,22 \pm 0,10$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	$0,41 \pm 0,28 \pm 0,14$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))(\text{sommés})$	$1,12 \pm 0,26 \pm 0,27$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))(\text{combinés})$	$0,78 \pm 0,17 \pm 0,19$
$B^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	$1,64 \pm 0,53 \pm 0,20$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\eta'(\text{combinés})$	$1,29 \pm 0,23 \pm 0,23$

On peut remarquer que :

- les incertitudes systématique et statistique calculées pour cette analyse sont significativement plus petites que celles des mesures précédentes. A l'exception des modes de plus faible statistique, la systématique est plus élevée que l'incertitude statistique, ce qui montre le succès de l'expérience *BABAR* en tant qu'usine à B .
- le \mathcal{BF} obtenu pour la somme des sous-modes de $D^{(*)0}$ est compatible dans les incertitudes avec le \mathcal{BF} calculé pour chaque sous-mode individuellement,
- le \mathcal{BF} calculé dans cette analyse est compatible avec les mesures précédentes de *BABAR*, *CLEO* et Belle. Pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta$, $D^{*0}\omega$ et $D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$, notre mesure est significativement plus élevée que celle effectuée par Belle en 2006.
- pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\eta'(\pi\pi\eta)$, le nombre d'événements de signal est faible et les rapports d'embranchement mesurés avec ces modes sont compatibles avec zéro. Par ailleurs le canal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$ souffre d'un bruit de fond important et mal connu (particulièrement $B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-$).

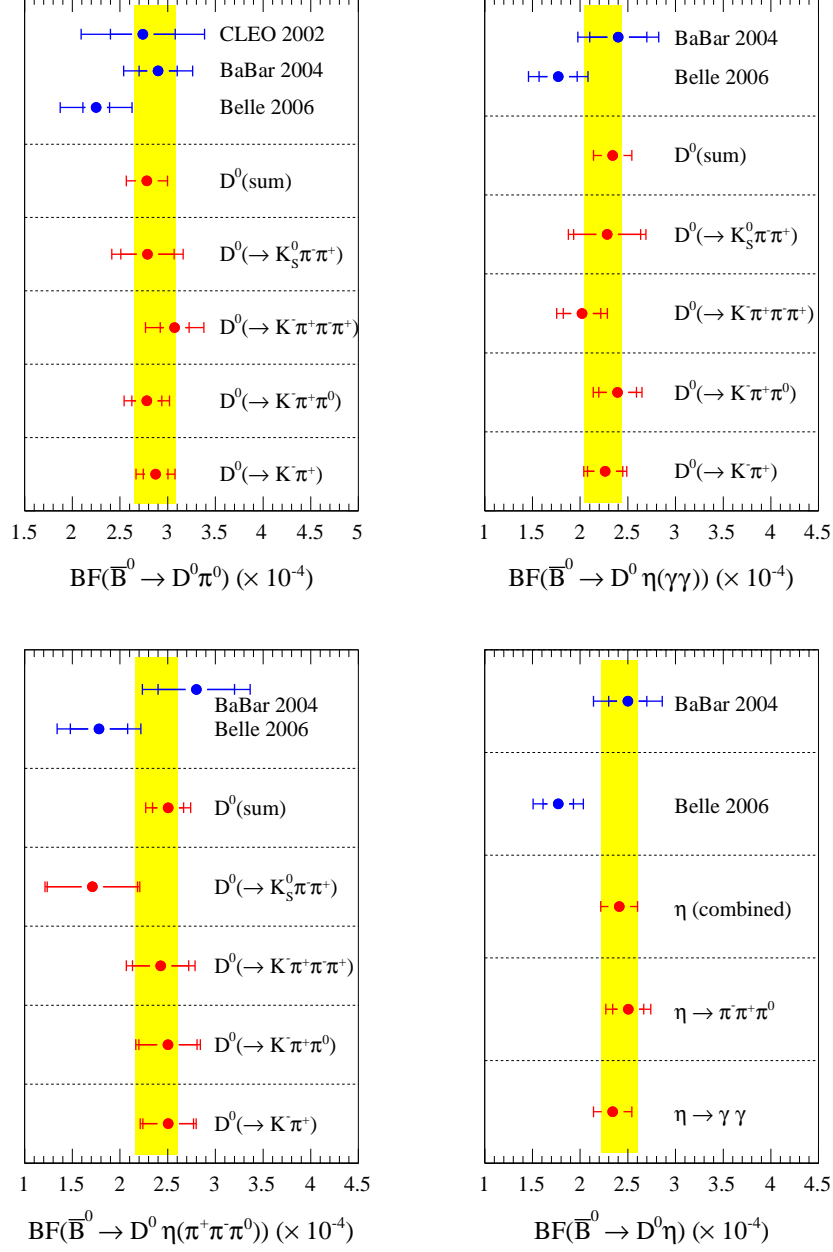


FIG. 6.5 – Rapport d'embranchement des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0$, $h^0 = \pi^0, \eta$, pour les sous-modes $\eta \rightarrow \gamma\gamma, \pi^+ \pi^- \pi^0$ et leur combinaison. Les valeurs $D^0(\text{sum})$ correspondent aux \mathcal{BF} calculés avec l'ajustement de la somme des modes de D^0 . La longueur de la barre d'erreur est égale à la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique, la contribution statistique est superposée à la barre d'erreur.

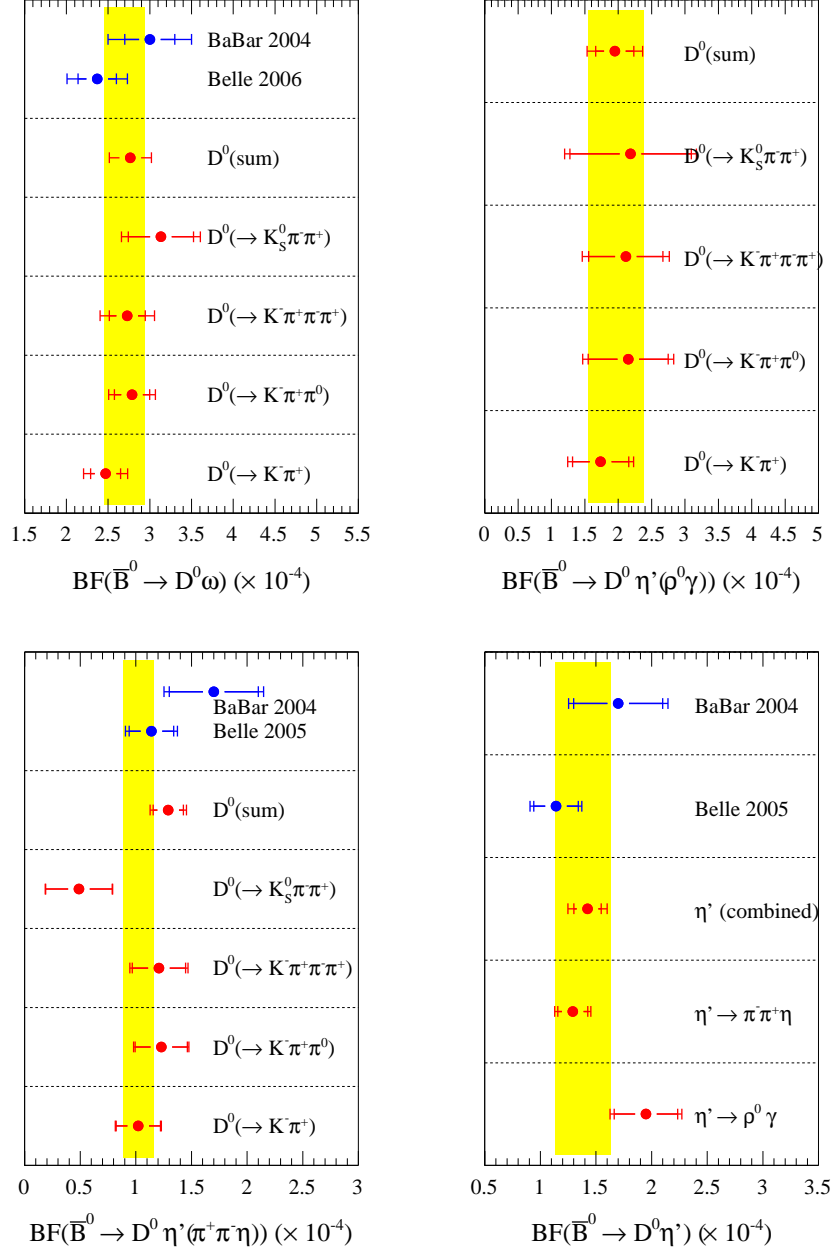


FIG. 6.6 – Rapport d'embranchement des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0$, $h^0 = \omega, \eta'$, pour les sous-modes $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma, \pi^+ \pi^- \eta$ et leur combinaison. Les valeurs $D^0(\text{sum})$ correspondent aux \mathcal{BF} calculés avec l'ajustement de la somme des modes de D^0 .

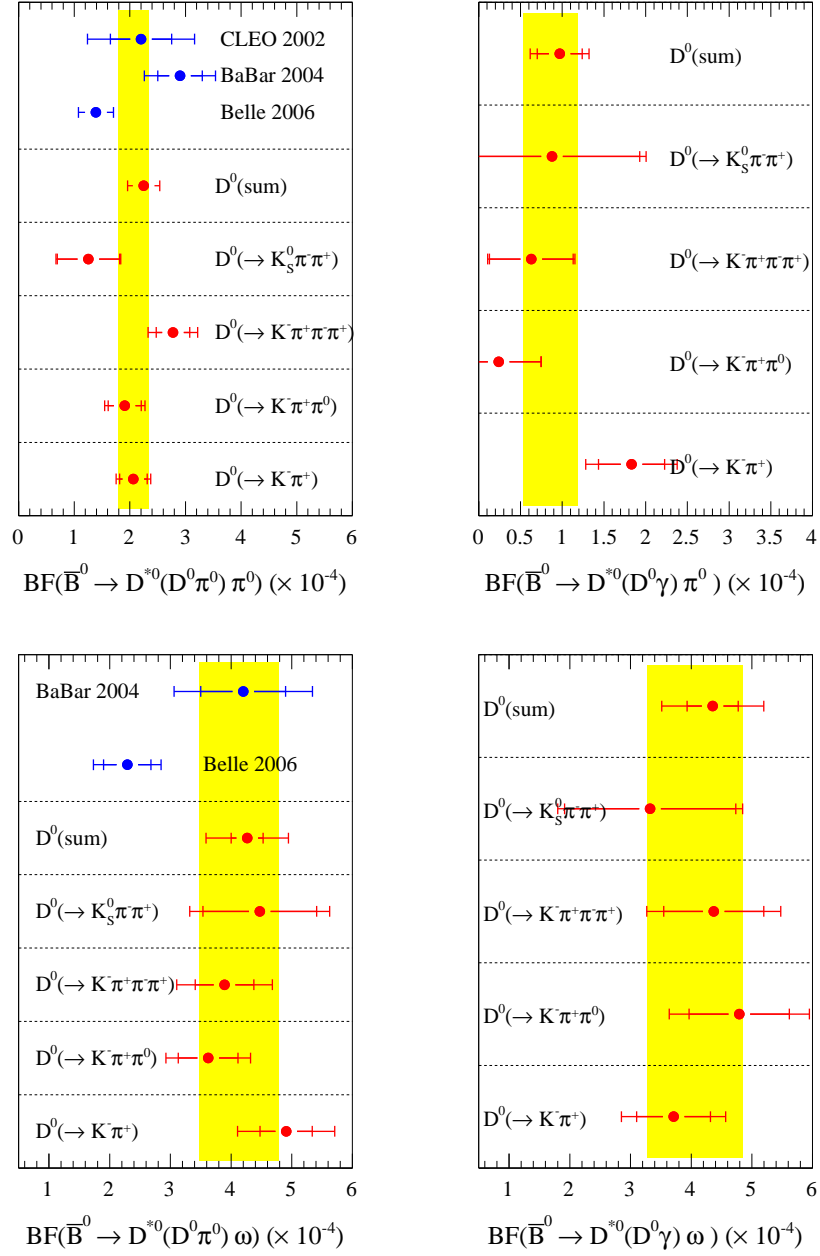


FIG. 6.7 – Rapport d'embranchement des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0$, $h^0 = \pi^0, \omega$ pour $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ et $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$. Les valeurs $D^0(\text{sum})$ correspondent aux \mathcal{BF} calculés avec l'ajustement de la somme des modes de D^0 .

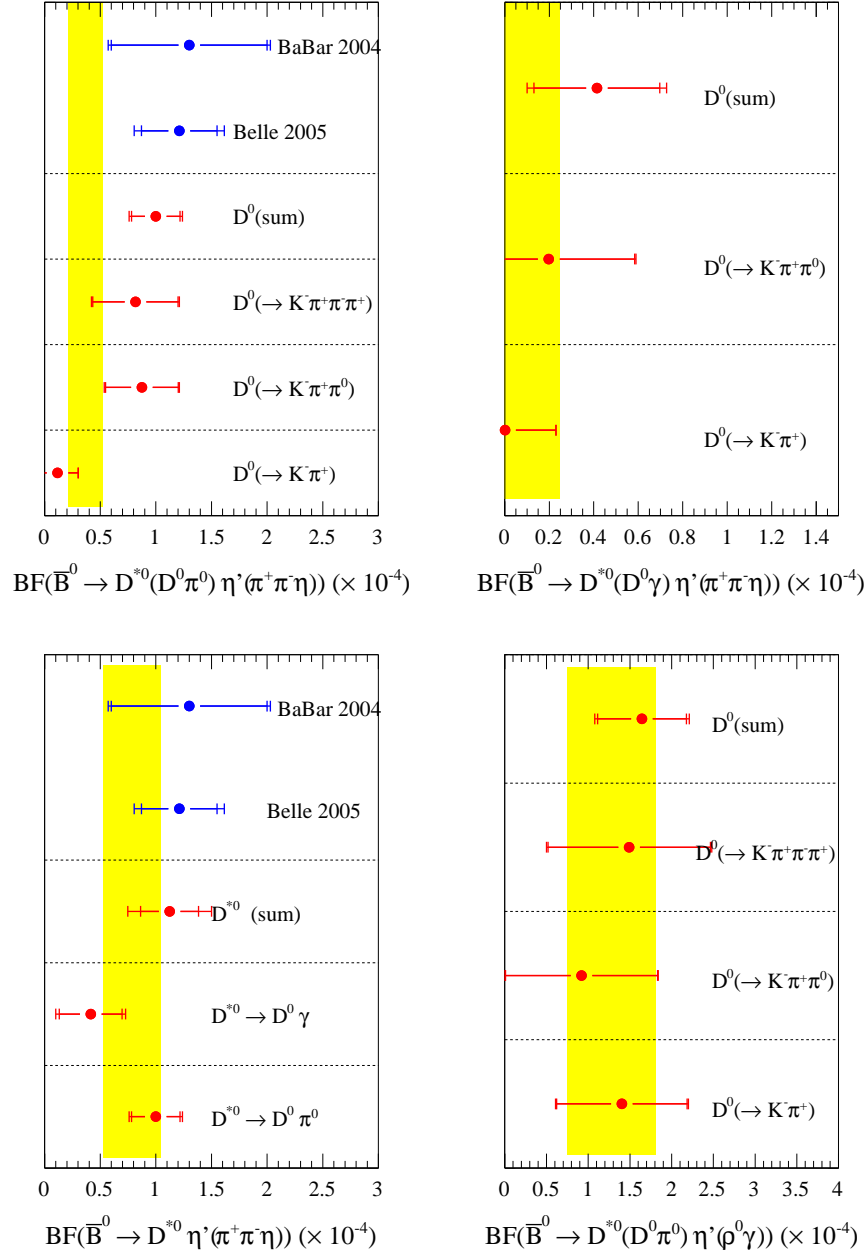


FIG. 6.8 – Rapport d'embranchement des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta'$, pour $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$, $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ et $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$, $\rho^0 \gamma$. Les valeurs $D^0(\text{sum})$ correspondent aux \mathcal{BF} calculés avec l'ajustement de la somme des modes de D^0 .

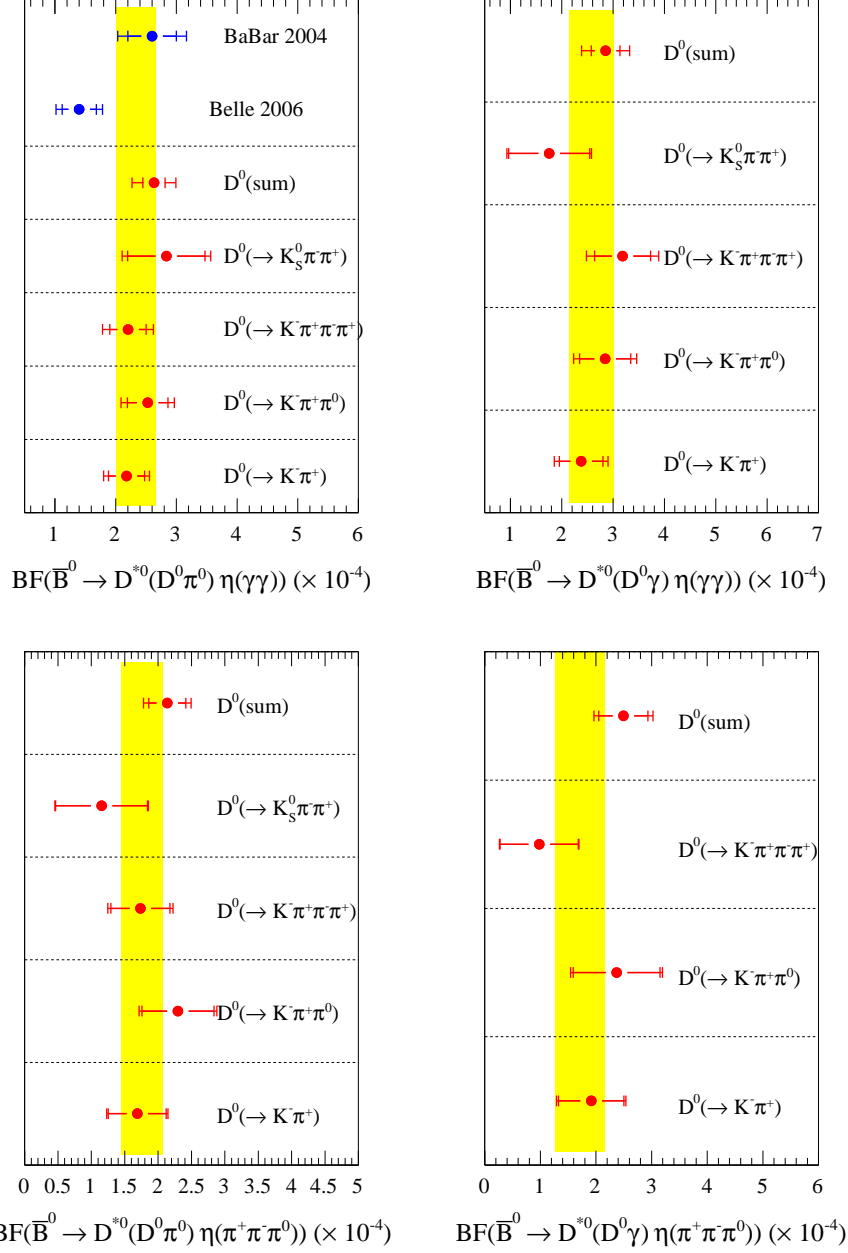


FIG. 6.9 – Rapport d'embranchement des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \eta$, pour $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$, $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ et $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\pi^+ \pi^- \pi^0$. Les valeurs $D^0(\text{sum})$ correspondent aux \mathcal{BF} calculés avec l'ajustement de la somme des modes de D^0 .

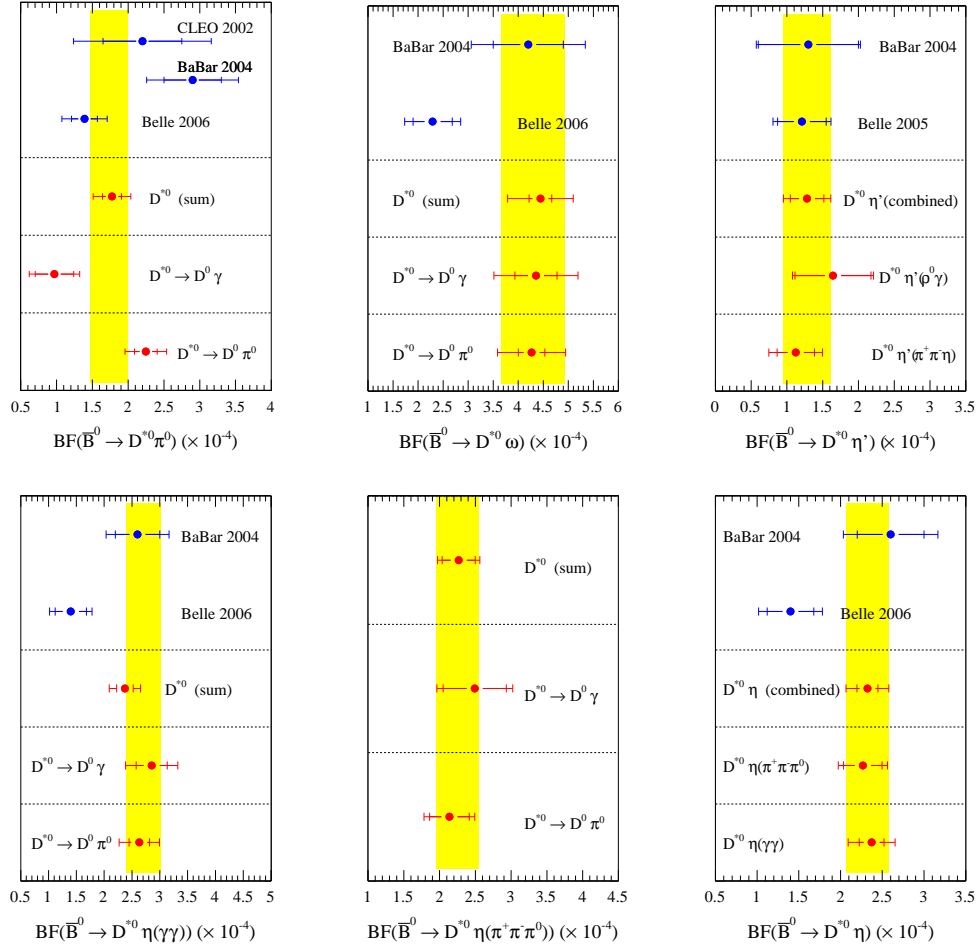


FIG. 6.10 – Rapport d'embranchement des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0$, $h^0 = \pi^0, \omega, \eta, \eta'$, pour les sous-modes $\eta \rightarrow \gamma\gamma, \pi^+ \pi^- \pi^0$ et leur combinaison. Les valeurs $D^{*0}(\text{sum})$ correspondent aux \mathcal{BF} calculés avec l'ajustement de la somme des modes de D^{*0} .

6.2 Mesure du rapport d'embranchement avec les Runs 1 et 2

Nous vérifions à présent la cohérence de cette analyse avec l'analyse effectuée précédemment par *BABAR* [82] sur les Runs 1 et 2 soit $88,8 \times 10^6 B\bar{B}$. Pour cela nous mesurons le rapport d'embranchement dans les données (Runs 1 et 2) pour les modes reconstruits par cette analyse, à savoir $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta(\gamma\gamma)$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta(\pi^+\pi^-\pi^0)$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\omega$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta'(\pi^+\pi^-\eta)$, avec $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ et $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$ et $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$.

Les événements de signal sont extraits avec les sélections et la procédure d'ajustement développées pour cette analyse et les mêmes *pdf* sont utilisées. Le rapport d'embranchement (\mathcal{BF}) est ensuite calculé avec l'acceptance totale corrigée calculée dans cette analyse. Le nombre d'événements de signal, de bruit ainsi que le \mathcal{BF} calculés sur les Runs 1 et 2 avec notre analyse sont donnés dans la table 6.3 pour $|\Delta E| < 100$ MeV. Ces résultats sont à comparer avec ceux de l'analyse précédente donnés entre parenthèses. On constate que l'efficacité sur le signal est plus élevée que dans l'analyse précédente et que l'incertitude systématique est plus faible d'environ 25 à 50 %. En outre la signification statistique est supérieure dans quasiment tous les modes. Les cas où la signification statistique est plus faible et où le bruit est plus important sont dus à la fenêtre en ΔE ($|\Delta E| < 100$ MeV) plus large que celle considérée dans l'analyse précédente ($|\Delta E| < 54 - 100$ MeV). C'est le cas en particulier de $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta(3\pi)$ pour lequel la distribution du signal en ΔE a une largeur faible (environ 18 MeV contre 30 MeV pour $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$)

Les \mathcal{BF} mesurés sont compatibles avec les valeurs mesurées en 2004, on en conclut que cette analyse ne présente pas de biais systématique par rapport à l'analyse précédente.

TAB. 6.3 – Nombre d'événements de signal (S), de bruit (B) et rapport d'embranchement mesurés dans les données des Runs 1 et 2 avec les sélections et la procédure d'extraction développées dans cette analyse. L'incertitude sur le nombre d'événements de signal est l'incertitude de l'ajustement de ΔE . Les résultats de l'analyse effectuée par *BABAR* en 2004 sur les Runs 1 et 2 [82] sont donnés entre parenthèses.

Mode \bar{B}^0	nb. signal S	nb. bruit B	$S/\sqrt{S+B}$	rapport d'embranchement ($\times 10^{-4}$)
$D^0\pi^0$	633 ± 45 (487 ± 34)	622 ± 29 (672 ± 24)	17,9 (14,3)	$2,9 \pm 0,2 \pm 0,2$ ($2,9 \pm 0,2 \pm 0,3$)
$D^{*0}\pi^0$	137 ± 21 (88 ± 12)	144 ± 14 (45 ± 8)	8,2 (7,6)	$2,6 \pm 0,4 \pm 0,3$ ($2,9 \pm 0,4 \pm 0,5$)
$D^0\eta(\gamma\gamma)$	195 ± 22 (173 ± 20)	172 ± 8 (208 ± 13)	10,2 (8,9)	$2,4 \pm 0,3 \pm 0,2$ ($2,4 \pm 0,3 \pm 0,3$)
$D^0\eta(\pi\pi\pi^0)$	105 ± 14 (74 ± 12)	94 ± 6 (71 ± 7)	7,4 (6,2)	$3,2 \pm 0,4 \pm 0,2$ ($2,8 \pm 0,4 \pm 0,4$)
$D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$	74 ± 12 (40 ± 7)	47 ± 5 (12 ± 2)	6,7 (5,5)	$2,8 \pm 0,4 \pm 0,3$ ($2,6 \pm 0,4 \pm 0,4$)
$D^0\omega$	302 ± 26 (198 ± 18)	327 ± 11 (145 ± 10)	12,1 (10,7)	$3,0 \pm 0,3 \pm 0,2$ ($3,0 \pm 0,3 \pm 0,4$)
$D^0\eta'(\pi\pi\eta)$	23 ± 6 (27 ± 6)	15 ± 3 (10 ± 1)	3,7 (6,3)	$1,2 \pm 0,3 \pm 0,1$ ($1,7 \pm 0,4 \pm 0,2$)
$D^{*0}\omega$	170 ± 26 (70 ± 12)	476 ± 15 (63 ± 7)	6,7 (6,1)	$4,1 \pm 0,6 \pm 0,6$ ($4,2 \pm 0,7 \pm 0,9$)
$D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta)$	6 ± 3 (4 ± 2)	5 ± 1 (\times)	1,9 (3,0)	$0,8 \pm 0,4 \pm 0,1$ ($1,3 \pm 0,7 \pm 0,2$)

6.3 Comparaison avec les prédictions théoriques

Les trois principales théories décrivant les interactions fortes dans les désintégrations supprimées de couleur (la factorisation naïve, $pQCD$ et $SCET$) donnent des prédictions vérifiables

directement à partir de la valeur des rapports d'embranchement (voir le chapitre 1.5).

6.3.1 Etude par symétrie d'isospin

La symétrie d'isospin fort entre les canaux $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ permet de connaître la phase forte entre ces différents modes et donc de sonder les interactions QCD dans l'état final (voir la section 1.5). La phase forte $\delta^{(*)}$ induite par ces interactions (voir la figure 1.17 au chapitre 1.5) peut ainsi être calculée dans les systèmes $D^{(*)}\pi$ (voir l'équation 1.5.13).

Les valeurs des rapports d'embranchement et du rapport des temps de vie moyens $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ utilisées pour l'analyse d'isospin sont données dans la table 6.4. Pour les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$, le \mathcal{BF} est celui calculé dans cette analyse. Les valeurs de $\cos(\delta^{(*)})$ et $\delta^{(*)}$ (pour $\delta^{(*)} > 0$) sont données dans la table 6.5 et la distribution du degré de confiance est montré à la figure 6.11. La phase forte pour le système $D\pi$ est significativement différente de zéro, ce qui démontre la présence non-négligeable d'interactions fortes dans l'état final. Pour le système $D^*\pi$ la phase est plus faible en raison du rapport d'embranchement plus bas pour le $D^{*0}\pi^0$.

TAB. 6.4 – Valeur des paramètres utilisés pour le calcul de la phase forte par analyse d'isospin.

Paramètres	valeur moyenne [28]
$\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-)$	$(2,68 \pm 0,13) \times 10^{-3}$
$\mathcal{BF}(B^- \rightarrow D^0\pi^-)$	$(4,84 \pm 0,15) \times 10^{-3}$
$\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$	$(2,76 \pm 0,13) \times 10^{-3}$
$\mathcal{BF}(B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-)$	$(5,19 \pm 0,26) \times 10^{-3}$
$\tau(B^+)/\tau(B^0)$	$1,076 \pm 0,008$

TAB. 6.5 – Phase forte $\delta^{(*)}$ et rapport des amplitudes d'isospin $R^{(*)} = \frac{|A_{1/2}^{(*)}|}{\sqrt{2}|A_{3/2}^{(*)}|}$ dans le système $D^{(*)}\pi$ pour le \mathcal{BF} de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ mesuré dans cette analyse.

Mode de \bar{B}^0	$\cos(\delta^{(*)})$	$\delta^{(*)}$ (en degrés)	R
$B^0 \rightarrow D^0\pi$	$0,864^{+0,037}_{-0,029}$	$30,23^{+3,15}_{-4,52}$	$0,698^{+0,047}_{-0,046}$
$B^0 \rightarrow D^{*0}\pi$	$0,932^{+0,054}_{-0,048}$	$21,25^{+6,62}_{-11,65}$	$0,653^{+0,057}_{-0,054}$

On calcule de même le rapport des amplitudes d'isospin $R^{(*)}$ défini par la relation (1.5.11), la distribution du degré de confiance est montrée à la figure 6.12 et la valeur centrale de $R^{(*)}$ est donnée dans la table 6.5. On observe une différence significative entre la valeur calculée et la prédiction par la factorisation naïve $R \sim 1$ (voir la relation (1.5.14)), ce qui confirme la présence d'interactions QCD non négligeables dans l'état final.

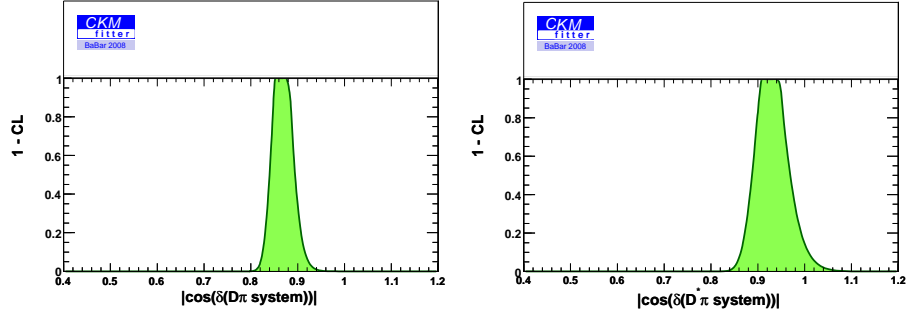


FIG. 6.11 – Degré de confiance du cosinus de la phase forte $\delta^{(*)}$ dans le système $D^{(*)}\pi$ pour le \mathcal{BF} de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ mesuré dans cette analyse.

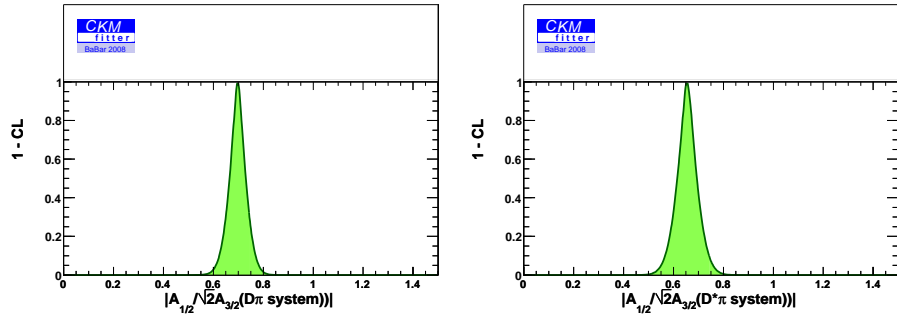


FIG. 6.12 – Degré de confiance du rapport des amplitudes d'isospin $R^{(*)} = \frac{|\mathcal{A}_{1/2}^{(*)}|}{\sqrt{2}|\mathcal{A}_{3/2}^{(*)}|}$ dans le système $D^{(*)}\pi$ pour le \mathcal{BF} de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$ mesuré dans cette analyse.

6.3.2 Prédiction sur les rapports d'embranchement

La table 6.6 compare les rapports d'embranchement mesurés dans cette analyse avec les prédictions par la factorisation naïve et $pQCD$. On constate que les valeurs mesurées sont clairement supérieures d'un facteur 4 à 5 aux valeurs prédites par la factorisation naïve. Les prédictions de $pQCD$ sont plus proches mais globalement plus élevées que les valeurs mesurées.

TAB. 6.6 – Comparaison du rapport d'embranchement \mathcal{BF} (en unité de 10^{-4}) mesuré dans les données, avec les valeurs prédites par la factorisation naïve et $pQCD$ [104][105].

mode de \bar{B}^0	mesure ($\mathcal{BF} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$) $\times 10^{-4}$	fact. naïve	$pQCD$
$B^0 \rightarrow D^0 \pi^0$	$2,78 \pm 0,08 \pm 0,20$	0,58 [91] 0,70 [73]	2,3-2,6
$B^0 \rightarrow D^{*0} \pi^0$	$2,25 \pm 0,16 \pm 0,24$	0,65 [91] 1,00 [73]	2,7-2,9
$B^0 \rightarrow D^0 \eta$	$2,41 \pm 0,09 \pm 0,17$	0,34 [91] 0,50 [73]	2,4-3,2
$B^0 \rightarrow D^{*0} \eta$	$2,32 \pm 0,13 \pm 0,22$	0,60 [73]	2,8-3,8
$B^0 \rightarrow D^0 \omega$	$2,77 \pm 0,13 \pm 0,22$	0,66 [91] 0,70 [73]	5,0-5,6
$B^0 \rightarrow D^{*0} \omega$	$4,30 \pm 0,23 \pm 0,60$	1,70 [73]	4,9-5,8
$B^0 \rightarrow D^0 \eta'$	$1,38 \pm 0,12 \pm 0,22$	0,30-0,32 [76]; 1,70-3,30 [92]	1,7-2,6
$B^0 \rightarrow D^{*0} \eta'$	$1,29 \pm 0,23 \pm 0,23$	0,41-0,47 [76]	2,0-3,2

La factorisation naïve prédit également pour le rapport $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta')/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta)$ une valeur comprise entre 0,64 et 0,68 [76] (voir la section 1.5). La valeur de ces rapports pour les \mathcal{BF} mesurés dans cette analyse est donnée à la table 6.8 et est illustrée par la figure 6.13. Les rapports calculés $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta')/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta)$ sont inférieurs à la prédiction théorique mais restent compatibles à 1σ .

La théorie effective $SCET$ [100][101][68] ne donne pas de prédiction sur le \mathcal{BF} mais prédit que :

- Les rapports $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0)/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0) \sim 1$ pour $h^0 = \pi^0, \eta$ et η' . Pour $h^0 = \omega$ cette prédiction ne concerne que l'amplitude longitudinale de $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega$. Les rapports des \mathcal{BF} sont calculés à partir des valeurs données à la table 6.2. Les systématiques communes aux modes dont on fait le rapport se factorisent et sont par conséquent retirées¹. L'incertitude statistique (resp. systématique) sur la valeur du rapport est la somme quadratique des incertitudes statistiques (resp. systématiques) sur le numérateur et le dénominateur.

Les rapports des \mathcal{BF} sont donnés pour chaque mode dans les tables 6.7 et 6.8 et sont résumés à la figure 6.13. On remarque qu'en moyenne le rapport $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0)/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0)$ pour $h^0 = \pi^0, \eta, \eta'$ est compatible avec 1. Pour le rapport $r_\omega = \mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega)/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega)$, la déviation de r_ω par rapport à 1 peut être due à des interactions à longue distance qui amplifient la proportion de l'amplitude transverse dans $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega$.

- La phase forte issue des interactions QCD dans l'état final soit la même pour $D^0 \pi^0$ et $D^{*0} \pi^0$. Les phases fortes δ mesurées dans les systèmes $D^{(*)} \pi$ sont données dans la table 6.5. On constate que les valeurs de δ pour $D^0 \pi^0$ et $D^{*0} \pi^0$ sont différentes mais restent compatibles.
- Le mélange $\eta - \eta'$ conduise à $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta')/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta) \sim 0,67$. La valeur de ces rapports pour les \mathcal{BF} mesurés dans cette analyse est donnée à la table 6.8 et est illustrée par la figure 6.13. De même que pour les prédictions de la factorisation, les rapports calculés

1. Par exemple pour le rapport $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^0)/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0)$, les incertitudes liées aux sélections sur les résonances D^0 et π^0 sont retirées.

$\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta')/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta)$ sont inférieurs à la prédiction théorique mais restent compatibles à 1 σ .

TAB. 6.7 – Valeur des rapports $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0)/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0)$ mesurés dans les données (Runs 1 à 6). La théorie effective SCET prédit $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}h^0)/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0h^0) \sim 1$.

Rapport	Valeur mesurée $\pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$\frac{\mathcal{BF}(D^{*0}\pi^0)}{\mathcal{BF}(D^0\pi^0)}$	$0,81 \pm 0,09 \pm 0,06$
$\frac{\mathcal{BF}(D^{*0}\eta(\gamma\gamma))}{\mathcal{BF}(D^0\eta(\gamma\gamma))}$	$1,01 \pm 0,08 \pm 0,08$
$\frac{\mathcal{BF}(D^{*0}\eta(3\pi))}{\mathcal{BF}(D^0\eta(3\pi))}$	$0,91 \pm 0,11 \pm 0,04$
$\frac{\mathcal{BF}(D^{*0}\eta)}{\mathcal{BF}(D^0\eta)}$	$0,96 \pm 0,06 \pm 0,07$
$\frac{\mathcal{BF}(D^{*0}\omega)}{\mathcal{BF}(D^0\omega)}$	$1,61 \pm 0,11 \pm 0,20$
$\frac{\mathcal{BF}(D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta))}{\mathcal{BF}(D^0\eta'(\pi\pi\eta))}$	$0,87 \pm 0,22 \pm 0,04$
$\frac{\mathcal{BF}(D^{*0}\eta'(\rho^0\gamma))}{\mathcal{BF}(D^0\eta'(\rho^0\gamma))}$	$0,84 \pm 0,30 \pm 0,15$
$\frac{\mathcal{BF}(D^{*0}\eta')}{\mathcal{BF}(D^0\eta')}$	$0,93 \pm 0,19 \pm 0,11$

TAB. 6.8 – Valeur des rapports $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta')/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta)$ mesurés dans les données (Runs 1 à 6). La théorie effective SCET prédit $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta')/\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta) \approx 0,67$ et la factorisation QCD prédit une valeur comprise entre 0,64 et 0,68.

Rapport	Valeur mesurée $\pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$\frac{\mathcal{BF}(D^0\eta')}{\mathcal{BF}(D^0\eta)}$	$0,57 \pm 0,06 \pm 0,06$
$\frac{\mathcal{BF}(D^{*0}\eta')}{\mathcal{BF}(D^{*0}\eta)}$	$0,55 \pm 0,11 \pm 0,04$

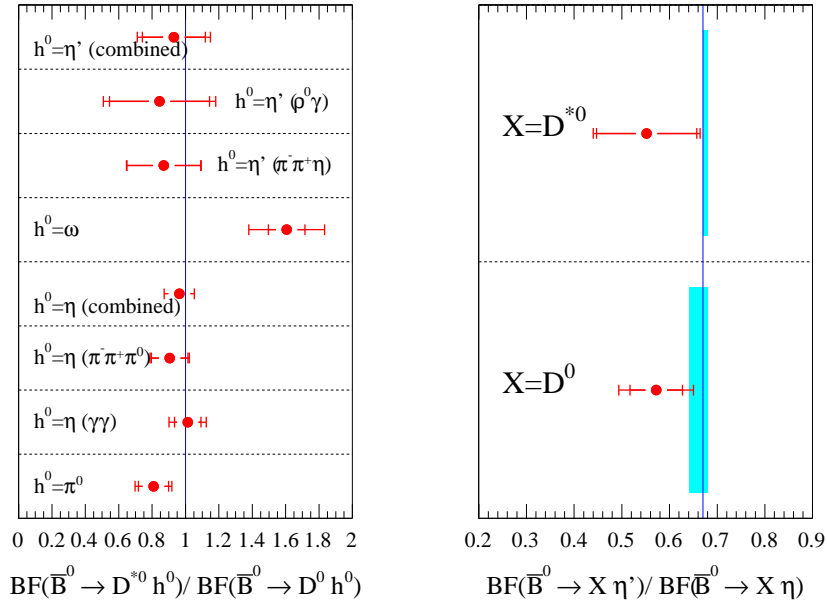


FIG. 6.13 – *Figure de gauche : rapports $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0) / \mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0)$ pour la valeur des \mathcal{BF} mesurés dans les données. La prédiction de SCET $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} h^0) / \mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^0) \sim 1$ est représentée par la ligne bleue verticale. Figure de droite : rapports $\mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta') / \mathcal{BF}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta)$ pour la valeur des \mathcal{BF} mesurée dans les données. La prédiction de SCET est représentée par la ligne bleue verticale, la prédiction par la factorisation est représentée par les bandes bleues.*

Annexe A

Diaphonie entre modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$

Les figures A.1 à A.8 donnent l'amplitude de la diaphonie entre les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$. Cette diaphonie est calculée avec la simulation exclusive des modes concernés dans la zone de signal $\Delta E < 100$ MeV, et est exprimée en pourcentage du signal du mode reconstruit. Les cases correspondant au signal pur (et donc de valeur 100 %) ont été mises à zéro. Les modes à gauche de la matrice sont les modes reconstruits, ceux en bas de la table sont les modes recherchés dans la région du signal.

Par exemple pour la matrice en bas de la figure A.1 : si on reconstruit le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K^-\pi^+\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$, on voit qu'environ 4 % des événements dans la région $\Delta E < 100$ MeV (hors bruit combinatoire) seront en réalité des événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}(D^0\gamma)(K^-\pi^+\pi^0)\eta(\gamma\gamma)$.

Ces 16 matrices forment une matrice 72×72 regroupant toute la diaphonie possible entre les 72 modes de signal étudiés.

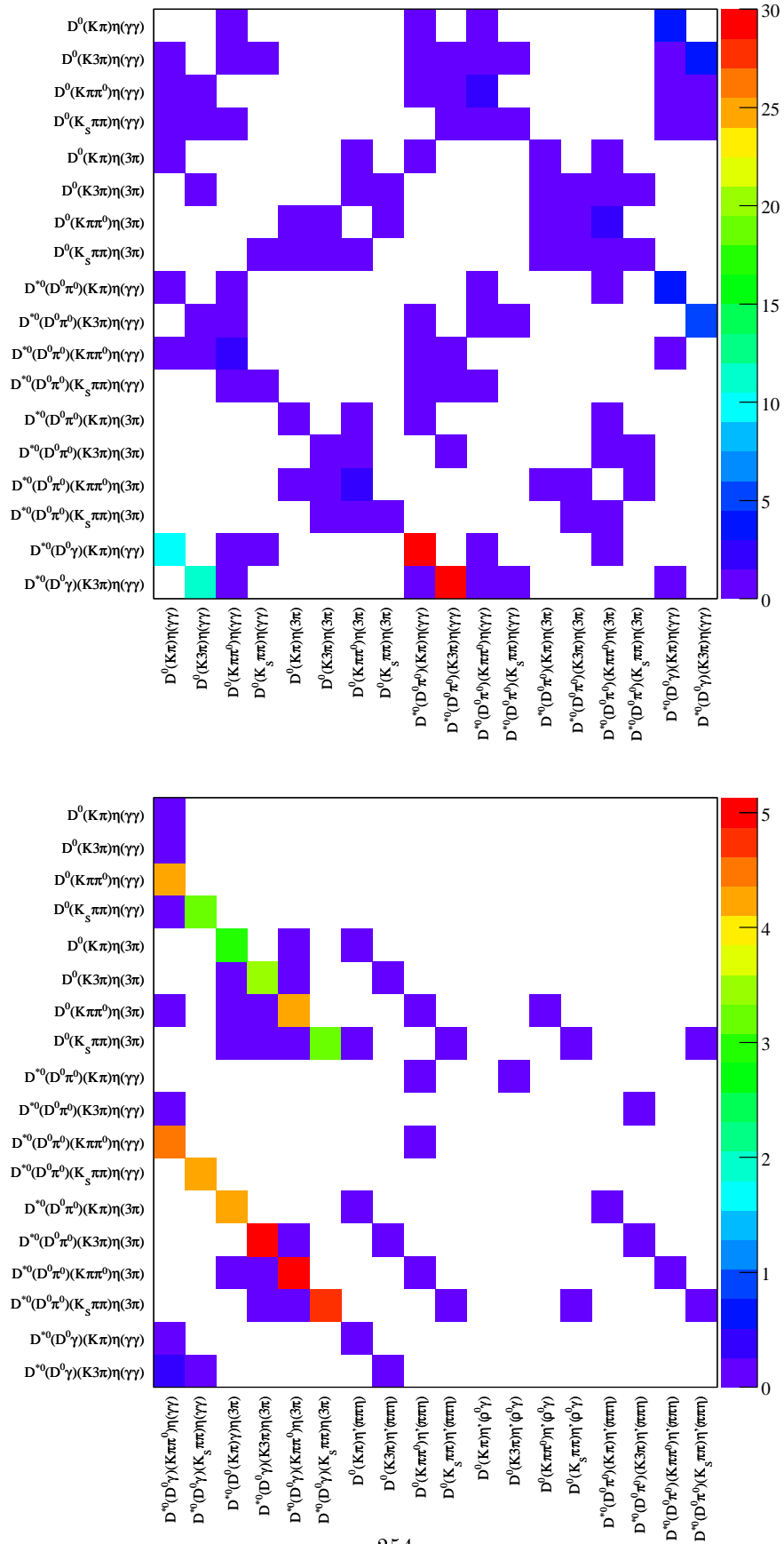


FIG. A.1 – Diaphonie entre les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ en fraction (%) du nombre d'événements de signal.

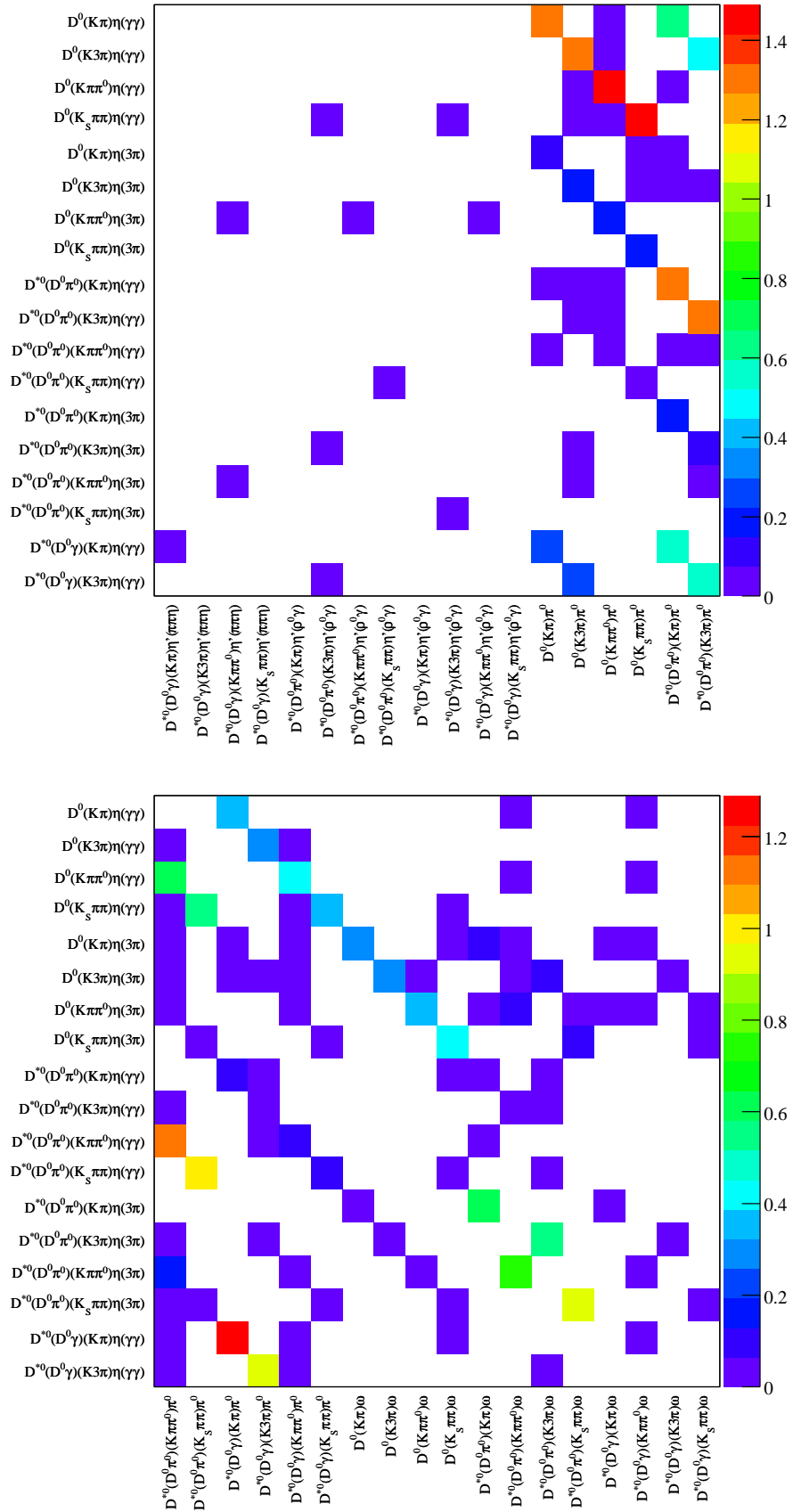


FIG. A.2 – Diaphonie entre les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ en fraction (%) du nombre d'événements de signal.

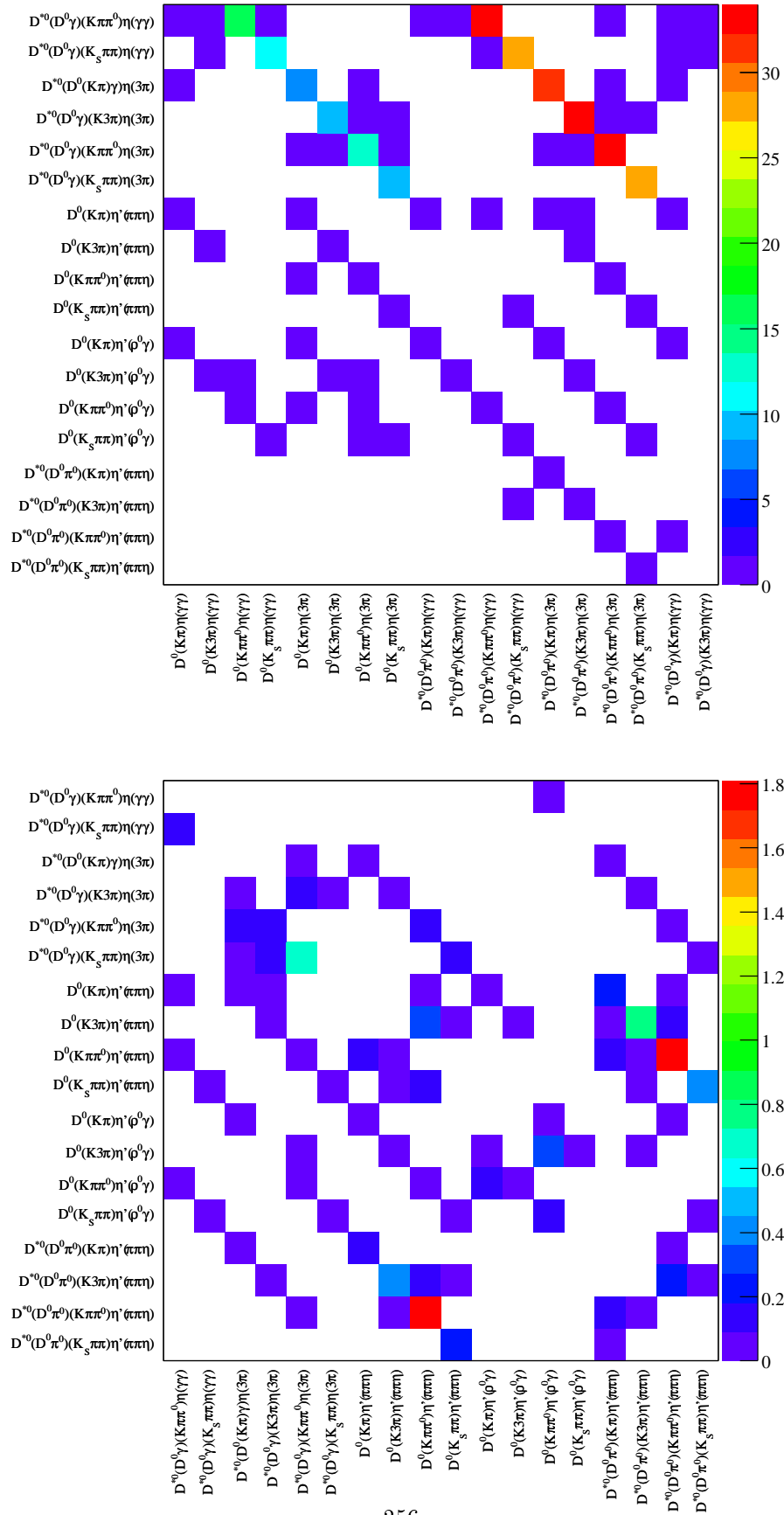


FIG. A.3 – Diaphonie entre les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ en fraction (%) du nombre d'événements de signal.

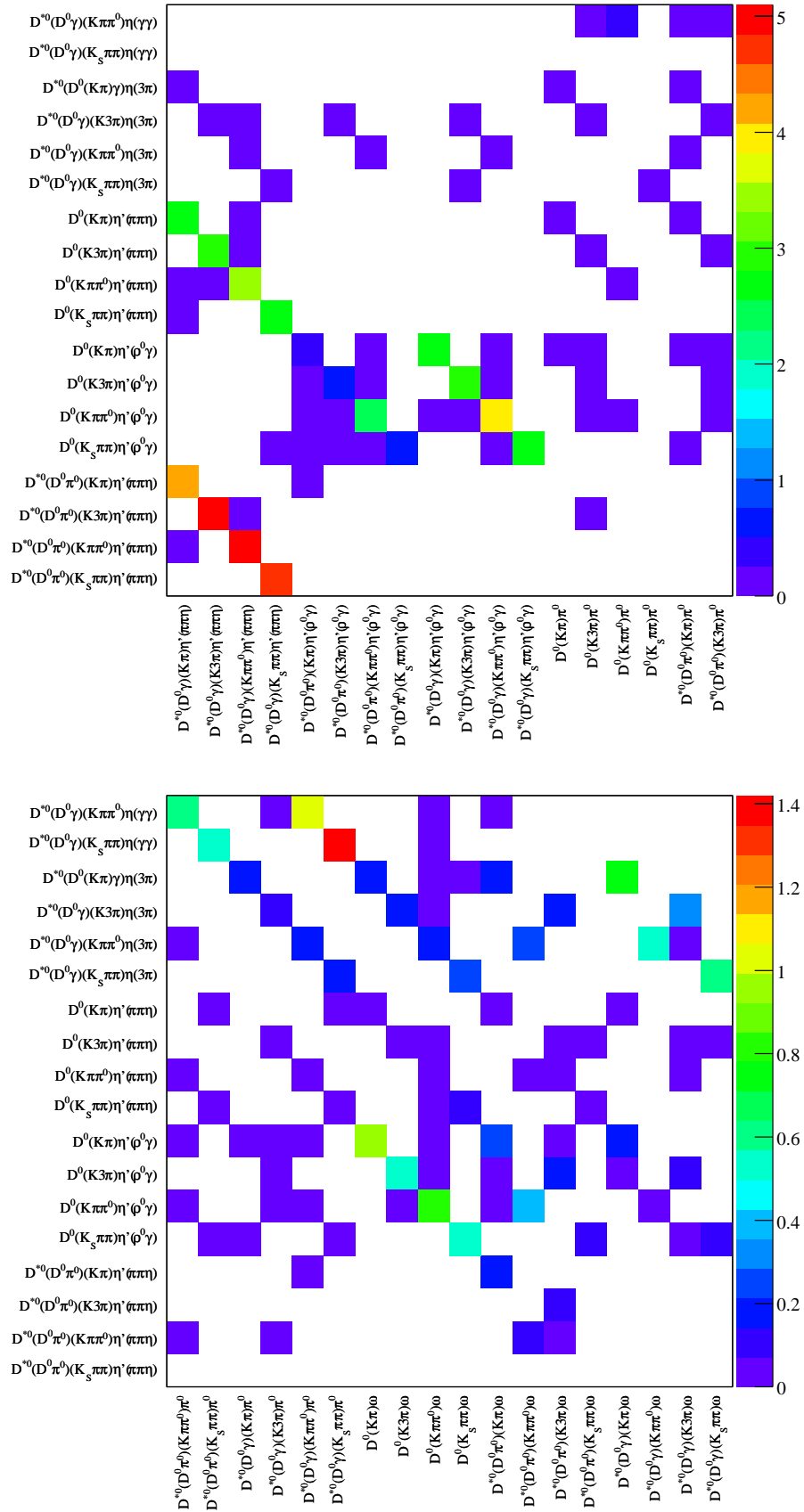


FIG. A.4 – Diaphonie entre les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ en fraction (%) du nombre d'événements de signal.

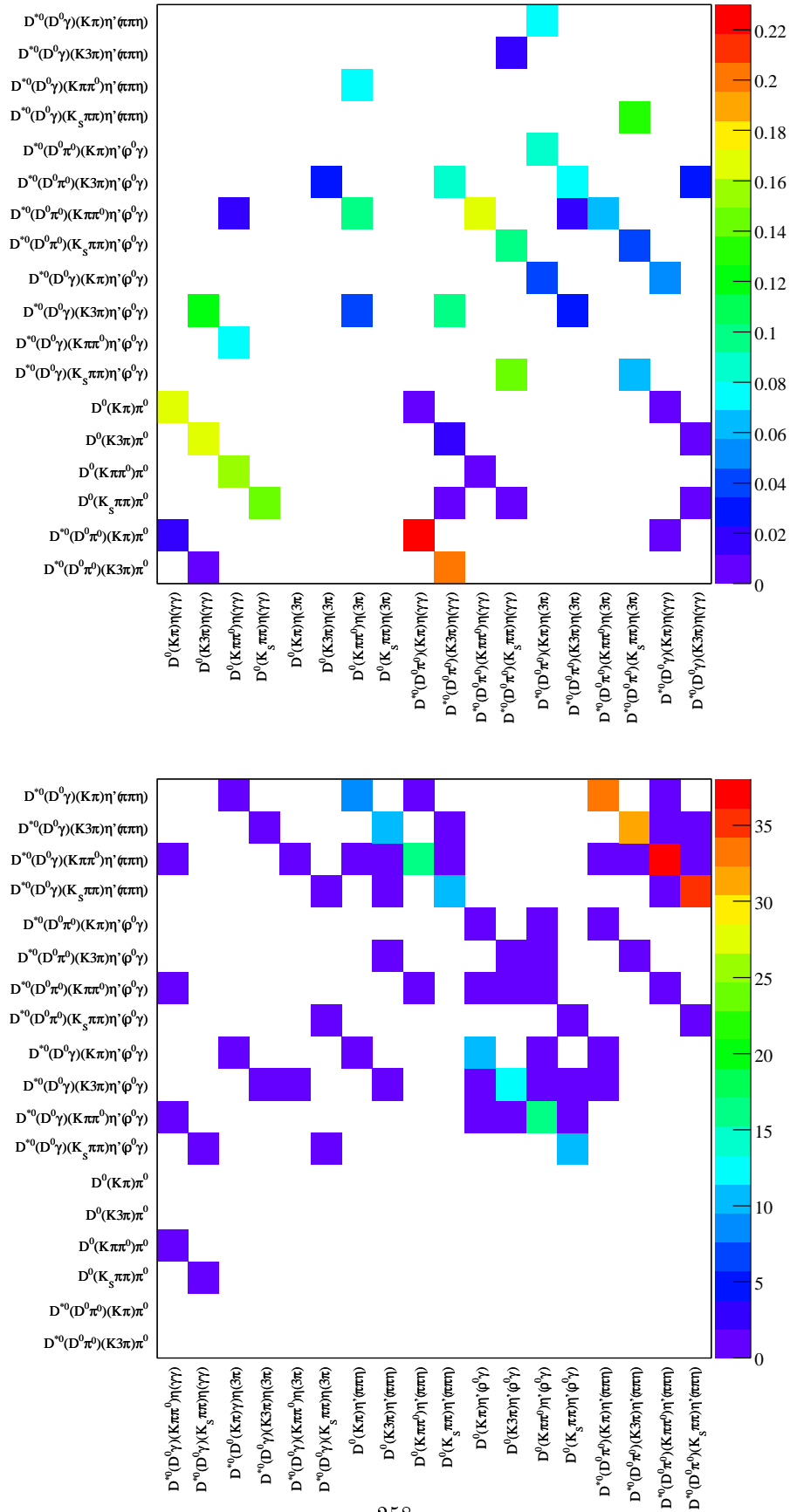


FIG. A.5 – Diaphonie entre les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ en fraction (%) du nombre d'événements de signal.

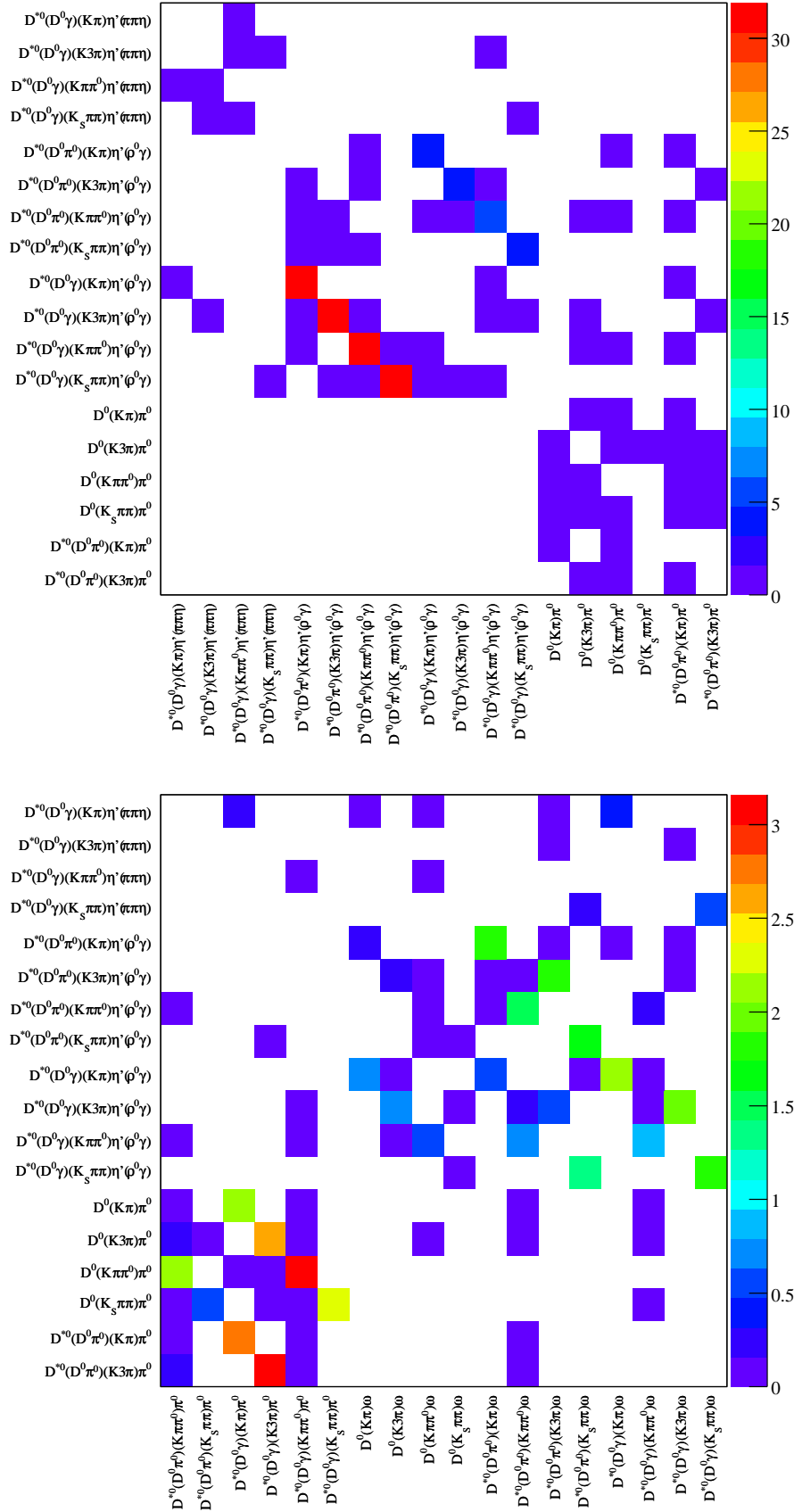


FIG. A.6 – Diaphonie entre les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ en fraction (%) du nombre d'événements de signal.

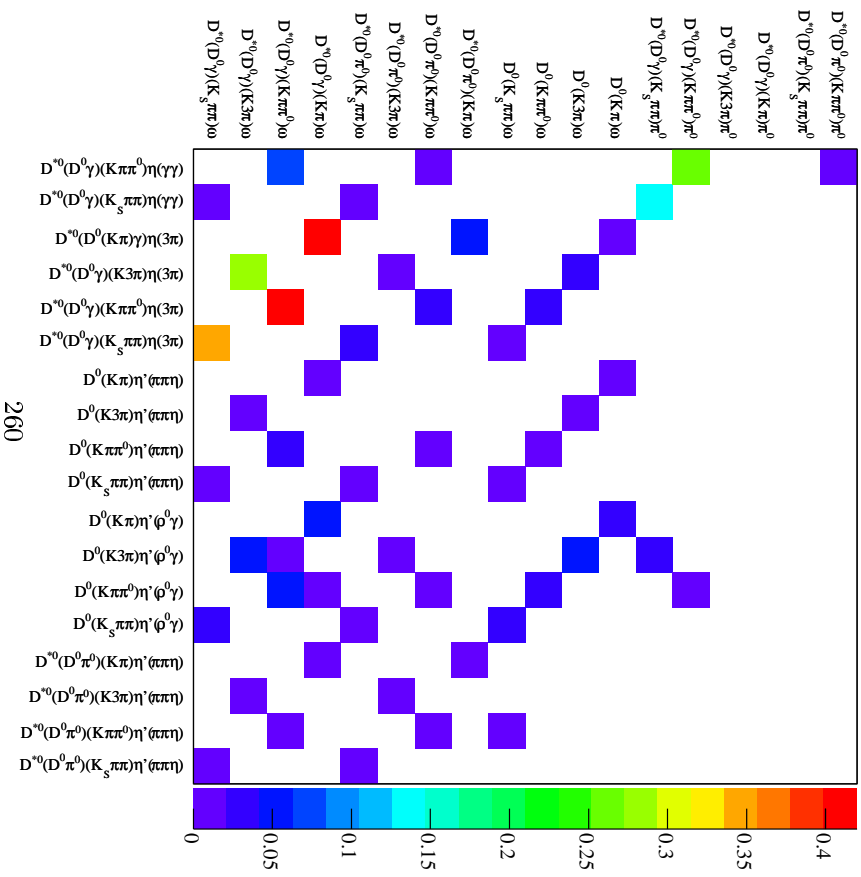
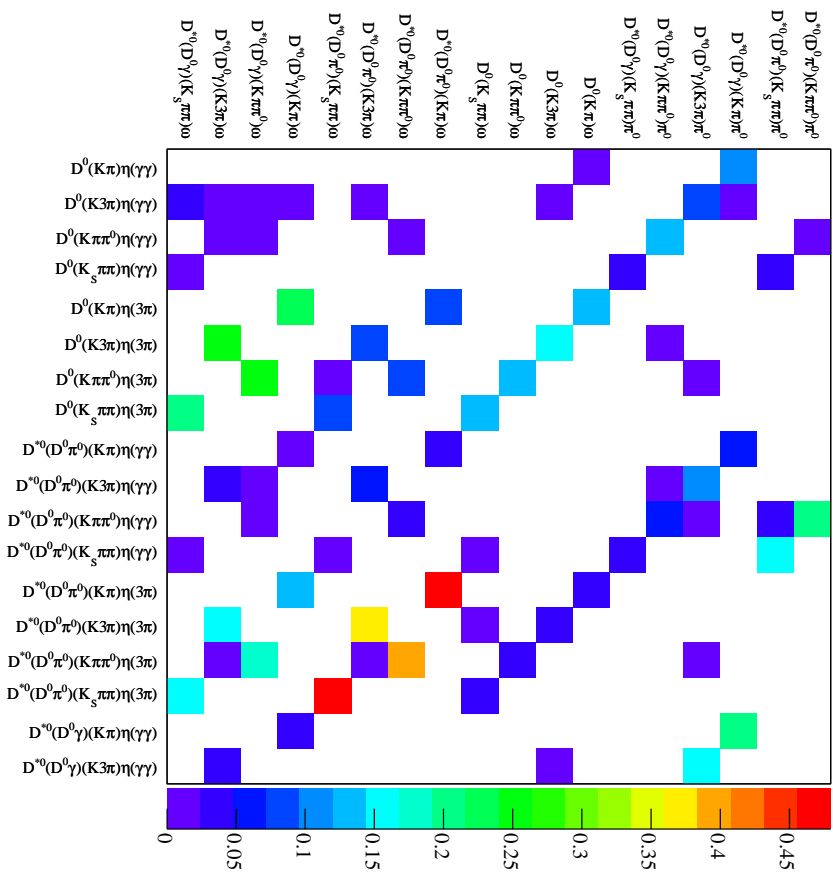


FIG. A.7 – *Diaphonie entre les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ en fraction (%) du nombre d'événements de signal.*

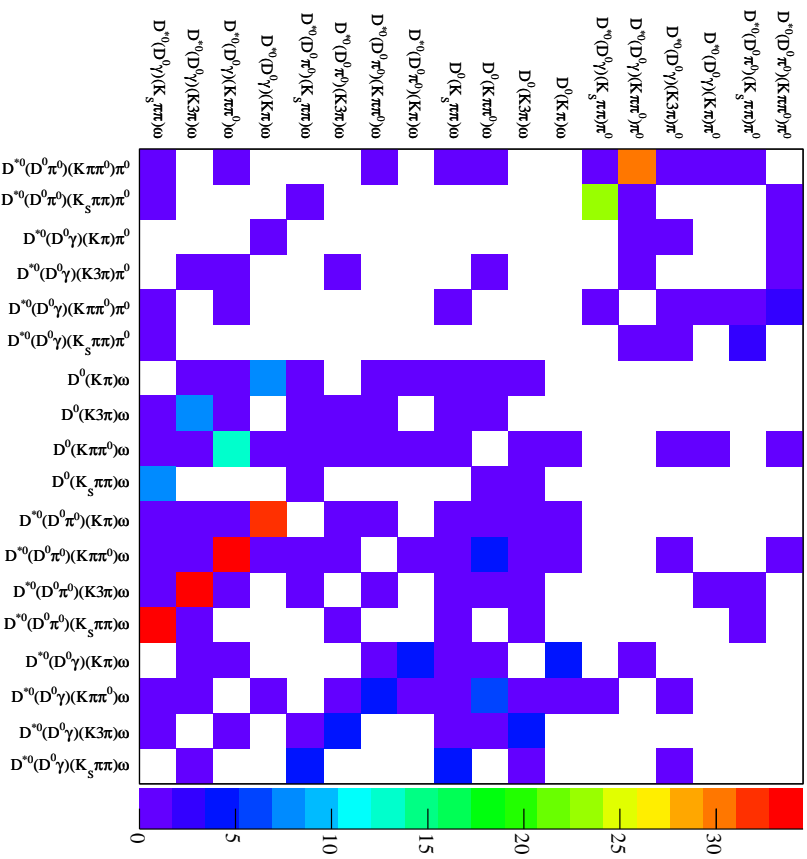
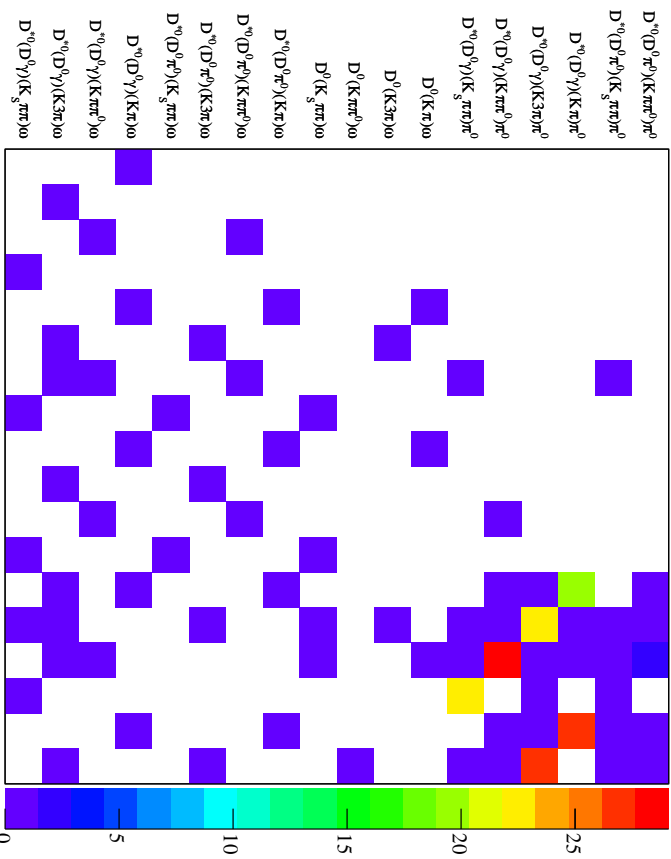


FIG. A.8 – Diaphonie entre les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ en fraction (%) du nombre d'événements de signal.

Annexe B

La fonction de *Novosibirsk modifiée*

La fonction de résolution des photons du calorimètre électromagnétique de *BABAR (EMC)* est une distribution asymétrique avec une asymétrie à basse énergie notable [136]. La cause principale de cette asymétrie est la perte d'énergie des photons par interaction avec la matière située en face et entre les cristaux de l'*EMC*. La nature non-Gaussienne de cette fonction de résolution introduit une variance entre le pic de la fonction et sa valeur moyenne, la valeur moyenne étant toujours plus petite que le pic.

La fonction choisie pour l'ajustement de la distribution de résolution (suggérée par A. Bu-kin [137]) est une fonction de *Novosibirsk modifiée*. Cette fonction permet de diviser la région d'ajustement en trois parties : une région de pic, d'asymétrie basse et d'asymétrie haute. Deux paramètres sont rajoutés par rapport à la fonction de Novosibirsk standard pour la description des asymétries basse et haute.

Soit la variable x dont la distribution est à ajuster, la fonction de *Novosibirsk modifiée* f est alors définie par :

Région de pic : $x_1 < x < x_2$,

$$f(x) = A_p \times \exp \left(-\ln(2) \left(\frac{\ln \left(1 + 2\tau\sqrt{\tau^2 + 1} \cdot \frac{x-x_p}{\sigma_p\sqrt{2\ln(2)}} \right)}{\ln(1 + 2\tau^2 - 2\tau\sqrt{\tau^2 + 1})} \right)^2 \right). \quad (\text{B.0.1})$$

Région d'asymétrie basse : $x < x_1$,

$$f(x) = A_p \times \exp \left(\frac{\tau\sqrt{\tau^2 + 1} \cdot (x - x_1)\sqrt{2\ln(2)}}{\sigma_p(\sqrt{\tau^2 + 1} - \tau)^2 \ln(\sqrt{\tau^2 + 1} + \tau)} + \rho_1 \cdot \left(\frac{x - x_1}{x_p - x_1} \right)^2 - \ln 2 \right). \quad (\text{B.0.2})$$

Région d'asymétrie haute : $x > x_2$,

$$f(x) = A_p \times \exp \left(-\frac{\tau\sqrt{\tau^2 + 1} \cdot (x - x_2)\sqrt{2\ln(2)}}{\sigma_p(\sqrt{\tau^2 + 1} + \tau)^2 \ln(\sqrt{\tau^2 + 1} - \tau)} + \rho_2 \cdot \left(\frac{x - x_2}{x_p - x_2} \right)^2 - \ln 2 \right). \quad (\text{B.0.3})$$

Les paramètres sont :

- A_p est la valeur du maximum de la fonction,
- x_p est la position du pic,
- σ_p est la largeur du pic définie comme la largeur à mi hauteur divisée par 2,35,
- ξ est un paramètre d'asymétrie.

Les positions x_1 et x_2 , délimitant la région centrale des régions aux asymétries, sont :

$$x_{1,2} = x_p + \sigma_p \sqrt{2 \ln 2} \cdot \left(\frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + 1}} \mp 1 \right), \quad (\text{B.0.4})$$

et donc :

$$f(x_1) = f(x_2) = A_p/2, \quad f(x_p) = A_p. \quad (\text{B.0.5})$$

Quand le paramètre d'asymétrie ξ tend vers 0, alors la fonction de Novosibirsk modifiée tend vers une Gaussienne :

$$f(x) \approx A_p \cdot \exp \left(-\frac{(x - x_p)^2}{2\sigma_p^2} \right). \quad (\text{B.0.6})$$

Un exemple de courbe pour la fonction de Novosibirsk modifiée est donnée à la figure B.1. Les paramètres ont été fixés à une valeur typique d'un ajustement d'une distribution de masse invariante de π^0 .

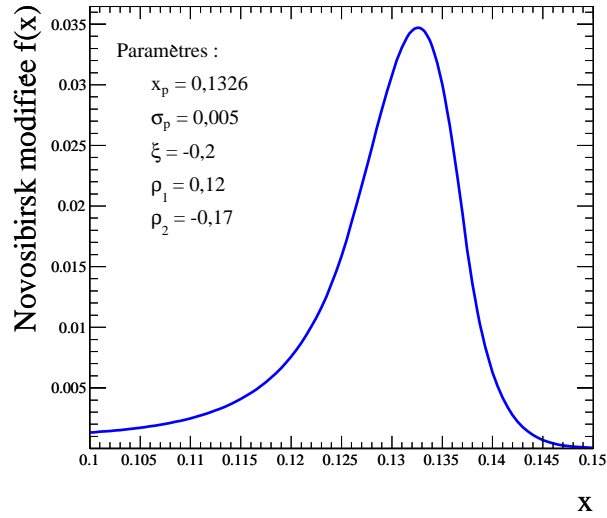


FIG. B.1 – Exemple de courbe pour la fonction de Novosibirsk modifiée.

Annexe C

Le discriminant de Fisher

La méthode du discriminant de Fisher fut développée par Sir Ronald Fisher en 1936 pour discriminer des variétés d'iris en combinant plusieurs informations sur leur sépales et leur pétales [138].

Dans la méthode du discriminant de Fisher, des variables discriminantes sont combinées linéairement pour former une variable optimale pour la séparation de classes d'événements (typiquement signal et bruit). Les coefficients de cette combinaison linéaire sont appelés *coefficients de Fisher*.

Cette nouvelle variable définit dans l'espace des variables d'entrée un axe tel que la projection des classes signal et bruit soient aussi écartées l'une de l'autre que possible, tandis que les événements d'une même classe restent aussi confinés que possible.

Considérons un échantillon constitué exclusivement d'événements de type signal et bruit, et un vecteur de p variables d'entrée $X = (V_1, \dots, V_p)$. Pour deux classes d'événements, signal (s) et bruit (b) on nomme X^s et X^b les vecteurs correspondants. On définit \bar{X}^s et \bar{X}^b les vecteurs de la moyenne de la distribution des variables, $\bar{X}^s = (\bar{V}_1^s, \dots, \bar{V}_p^s)$. La classification des événements en signal ou bruit dépendra alors des caractéristiques suivantes : la moyenne totale de l'échantillon pour chaque variable \bar{V}_i , $i = 1, \dots, p$, la moyenne pour chaque échantillon de chaque variable $\bar{V}_i^{s/b}$ et la matrice de covariance C de l'échantillon total. La matrice de covariance peut être décomposée en la somme de deux matrices :

$$C = B + W, \quad (\text{C.0.1})$$

où B et W sont respectivement les matrices de covariance inter et intra-classes (*Between* et *Within*). Elles décrivent la dispersion des événements par rapport à la valeur moyenne de leur propre classe (matrice W) et par rapport à la moyenne de l'ensemble de l'échantillon (matrice B). Les coefficients de Fisher F_i , $i = 1, \dots, p$, sont alors :

$$F_i = \frac{\sqrt{n_s n_b}}{n_s + n_b} \cdot (\bar{X}^s - \bar{X}^b)^t \cdot W_i^{-1}, \quad (\text{C.0.2})$$

où n_s et n_b sont les nombres d'événements de signal et de bruit dans l'échantillon. Le discriminant de Fisher s'écrira ainsi :

$$F = F_0 + \sum_{i=1}^p F_i \times V_i. \quad (\text{C.0.3})$$

Le coefficient supplémentaire F_0 sert à fixer la valeur moyenne de F à 0 pour l'ensemble de l'échantillon. Les performances d'un discriminant de Fisher peuvent être notablement améliorées avec des transformations simples des variables d'entrée. En effet l'optimisation d'un discriminant de Fisher consiste, schématiquement, à "pousser" les distributions de signal et de bruit respectivement à gauche et à droite pour les éloigner l'une de l'autre. Le pouvoir de discrimination d'une variable peut être augmentée en la transformant de telle façon que le signal et le bruit soient chacun d'un

côté¹. L'avantage du discriminant de Fisher réside dans sa simplicité et sa robustesse, il est en effet insensible au phénomène de sur-entraînement contrairement à des méthodes plus élaborées comme les Boosted Decision Trees ou les réseaux de neurones. Il permet de prendre en compte les corrélations linéaires et son temps de calcul est très rapide.

1. Un exemple classique est la variable angulaire $\cos(\theta_T)$ (voir section 3.3.2) pour laquelle le bruit est plat tandis que le signal est piqué à ± 1 . Une variable plus performante est alors la valeur absolue $\|\cos(\theta_T)\|$.

Annexe D

Le réseau de neurones

Un réseau de neurones (*Artificial Neural Network*) est un modèle de calcul dont la conception est schématiquement inspirée du fonctionnement des neurones biologiques. Historiquement les premières modélisations de réseaux de neurones furent réalisées en 1943 par les neurologues McCulloch et Pitts [139]. Un réseau de neurones est une collection simulée de neurones inter-connectés, chaque neurone produisant une certaine réponse pour un ensemble de signaux en entrée. La complexité des connexions entre neurones peut être réduite en les organisant en couches et en autorisant uniquement les connections d'une couche à la couche voisine. Ce type de réseau est très répandu et est appelé *multi-layer perceptron*. Bien que plusieurs modèles aient été développés, un réseau de neurones se compose en général d'une couche de neurones d'entrée, de couches dites cachées et d'une couche de sortie. La figure D.1 donne un exemple de réseau de neurones *multi-layer perceptron* simple avec trois entrées, une seule couche cachée de quatre neurones et une couche de sortie à un neurone.

Dans les cas où le réseau de neurones est utilisé pour la classification de deux types d'événements à l'aide de n variables, la couche d'entrée se compose de n entrées (une pour chaque variable) et la couche de sortie de un neurone dont la réponse est la variable utilisée pour la classification signal/bruit. Un poids spécifique est associé à chaque connection entre deux neurones, la valeur de la sortie d'un neurone est alors multipliée par ce poids avant d'être utilisée en entrée du neurone suivant. Les différentes valeurs reçues en entrée par un neurone sont combinées¹. La réponse de chaque neurone i est traditionnellement une fonction non-linéaire $f_{out,i}$ de la combinaison des signaux d'entrée :

$$f_{out,i} = g(I_i + \theta_i) \quad (D.0.1)$$

où I_i est la valeur de la combinaison des signaux en entrée du neurone i et θ_i est le seuil d'entrée du neurone i . La fonction g est une fonction non-linéaire de type *sigmoïde*² qui modélise la réponse de type *tout ou rien* des vrais neurones³ :

$$g(x) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \tanh\left(\frac{x}{T}\right) \right\} \quad (D.0.2)$$

où T est appelée la *température*. Un exemple de courbe de sigmoïde pour différentes valeurs de la température est donné à la figure D.2.

Les nombreux coefficients du réseau de neurones sont déterminés empiriquement pour chaque neurone à l'aide d'échantillons d'événement connus (généralement des simulations). Chaque événement est présenté au réseau dont la réponse est comparé à celle attendue (par exemple -1 pour le bruit et +1 pour le signal). Une fonction *Erreur* E exprime la différence entre la réponse attendue et celle obtenue :

1. Suivant les modèles, cette combinaison peut être une simple somme, une somme des carrés ou une somme des valeurs absolues.

2. D'autres fonctions de réponse sont souvent utilisées : linéaire, \tanh ou radial $e^{-x^2/2}$.

3. La non-linéarité de la fonction f_{out} modélise le potentiel d'action des neurones en neurophysiologie. Si l'excitation d'un neurone dépasse une valeur seuil, sa membrane est brusquement dépolarisée.

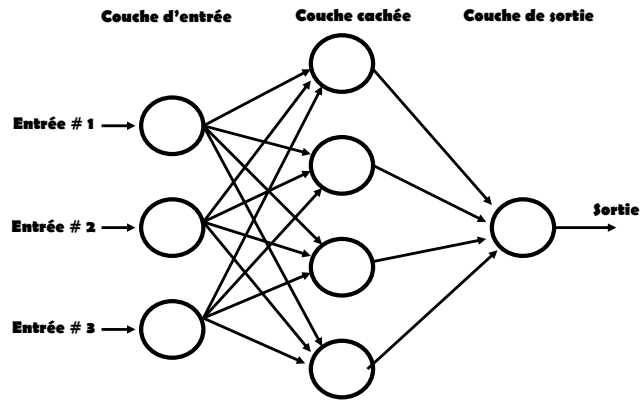


FIG. D.1 – Schéma d'un réseau de neurones de type multi-layer perceptron avec trois entrées, une seule couche cachée de quatre neurones et une couche de sortie à un neurone. Chaque neurone est relié à tous les neurones de la couche précédente.

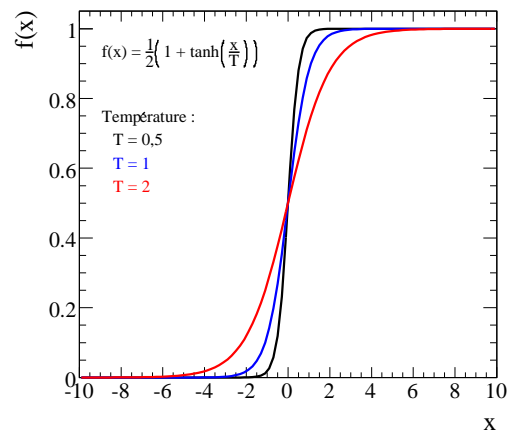


FIG. D.2 – Courbe de sigmoïde pour différentes valeurs du paramètre de température T .

$$E = \frac{1}{2} \left(\sum_{a=1}^N y_{NN,a} - \hat{y}_a \right), \quad (\text{D.0.3})$$

où pour N événements, \hat{y}_a est la valeur attendue pour l'événement a et $y_{NN,a}$ la réponse du réseau de neurones. Les coefficients du réseau sont alors ajustés itérativement en cherchant à diminuer la valeur de la fonction *Erreur*. Cette méthode d'entraînement est dite de *descente du gradient*. Les réseaux de neurones permettent de prendre en compte aussi bien les corrélations linéaires que non-linéaires et leur entraînement est relativement rapide. Ils souffrent néanmoins d'une sensibilité au sur-entraînement et la présence de variables d'entrée peu discriminantes peut diminuer leurs performances tout en ralentissant leur calcul.

Annexe E

Calcul de distributions angulaires

E.1 Cas général d'une désintégration à deux corps

Considérons deux particules P_1 et P_2 , de spin S_1 et S_2 et de parité η_1 et η_2 , issues de la désintégration d'une même particule. Soit \mathcal{P} la particule fictive représentant ce système de deux particules. Les différents opérateurs décrivant \mathcal{P} sont : \tilde{L} le moment orbital, \tilde{J} le moment cinétique total et $\tilde{S} = \tilde{S}_1 + \tilde{S}_2$ le spin. On note S , L et J les grandeurs telles que $S(S+1)\hbar^2$, $L(L+1)\hbar^2$, $J(J+1)\hbar^2$ soient les valeurs propres de respectivement \tilde{S}^2 , \tilde{L}^2 , \tilde{J}^2 . Les règles de combinaison de moments cinétiques en mécanique quantique donnent les valeurs accessibles à S et J :

$$\begin{aligned} |S_1 - S_2| \leq S \leq |S_1 + S_2| \\ |L - S| \leq J \leq |L + S| \end{aligned} \quad (\text{E.1.1})$$

Enfin la parité η du système est:

$$\eta = \eta_1 \eta_2 (-1)^L \quad (\text{E.1.2})$$

Soit \vec{z} un axe quelconque, et soit M la projection sur cet axe de \tilde{J} , l'état du système de \mathcal{P} est alors la superposition:

$$|\mathcal{P}, J\rangle = \sum_{M=-J}^{M=J} A_M |J, M\rangle \quad (\text{E.1.3})$$

avec A_M complexes tels que $\sum_{M=-J}^{M=J} A_M = 1$. Par ailleurs $|J, M\rangle$ se décompose suivant S et L grâce aux coefficients de Clebsch-Gordan $C_{l,s}^J$, où l et s sont les projections respectives sur \vec{z} de \tilde{L} et \tilde{S} ($M = l + s$):

$$|J, M\rangle = C_{l,s}^J |L, l\rangle \otimes |S, s\rangle \quad (\text{E.1.4})$$

Soit alors \vec{n} la direction de l'impulsion de \mathcal{P} dans le référentiel du centre de masse de P_1 et P_2 . \vec{n} est définie par ses coordonnées polaires dans ce référentiel (θ, ϕ) . La probabilité pour que \mathcal{P} soit émise suivant \vec{n} est alors donnée par:

$$\begin{aligned} \text{Proba}(\theta, \phi) &= \sum_{i=-S}^{i=S} |\langle \theta, \phi | \langle S, i | \mathcal{P}, J \rangle|^2 \\ \text{Proba}(\theta, \phi) &= \sum_{i=-S}^{i=S} \left| \sum_{M=-J}^{M=J} A_M C_{l,s}^J \langle \theta, \phi | L, l \rangle \otimes \langle S, i | S, s \rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{E.1.5})$$

Par définition $\langle \theta_D, \phi | L, l \rangle$ est l'harmonique sphérique $Y_L^l(\theta_D, \phi)$. Enfin l est la différence des hélicités de P_1 et P_2 , en effet

$$\vec{n} \cdot \vec{J} = \vec{n} \cdot \vec{L} + \vec{n} \cdot \vec{S} = \vec{n} \cdot \vec{S} = \vec{n}_1 \cdot \vec{S}_1 - \vec{n}_2 \cdot \vec{S}_2$$

car par construction \vec{L} est orthogonal à \vec{n} . Notons que θ est l'angle entre l'impulsion de P_1 et \vec{z} dans le référentiel de \mathcal{P} , cette angle est appelé *l'angle d'hélicité*, on verra une application de cet angle dans le cas de la désintégration du méson ω .

E.2 L'angle du B θ_B dans la réaction $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$:

On note θ_B l'angle entre l'impulsion du méson B dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ et l'axe \vec{z} comme défini à la section 2.2 page 61. Le méson $\Upsilon(4S)$ étant un méson vecteur (V) et les mésons B des pseudo-scalaires (S), la désintégration $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ s'écrit du point de vue angulaire

$$V \rightarrow S + S.$$

Soit \vec{z} la direction de vol des électrons dans le référentiel du laboratoire. Dans un premier temps $P_1 = e^-$, $P_2 = e^+$ et $\mathcal{P} = \Upsilon(4S)$. Avec les mêmes notations que précédemment on a, pour le méson $\Upsilon(4S)$: $J = 1$ et donc $m \in \{-1, 0, 1\}$. Dans BABAR l'énergie des e^\pm est très supérieure à leur masse, on peut alors considérer que les hélicités valent:

$$\vec{n}_1 \cdot \vec{S}_1 = -1/2 \text{ et } \vec{n}_2 \cdot \vec{S}_2 = 1/2.$$

Par conséquent la projection du moment cinétique total de $\Upsilon(4S)$ sur \vec{z} vaut:

$$M = -1/2 - 1/2 = -1.$$

Considérons à présent le système $B\bar{B}$, maintenant $P_1 = B$ et $P_2 = \bar{B}$. Les mésons B et \bar{B} étant de spin nul, $S = 0$, on en déduit la projection du moment orbital $m = -1$. En outre sachant que $J = 1$, les équations (E.1.1) imposent donc le moment orbital $L = 1$. La probabilité que le méson B soit émis dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ avec un angle d'hélicité θ_B par rapport à \vec{z} est donc:

$$Proba(\theta_B, \phi) = |A_{-1}C_{-1,0}^1 Y_1^{-1}(\theta_B)|^2 \quad (\text{E.2.1})$$

On trouve ainsi $P(\theta_B, \phi) \propto \sin(\theta_B)^2$, ce qui est illustré par la figure 3.48 page 148 dont les distributions sont issues de simulations MC $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$.

E.3 L'angle de Dalitz θ_D dans la désintégration $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$:

Cette réaction est du type $V \rightarrow S + S$. Les moments cinétiques J et les parités η sont en effet : $J^\eta(\omega) = 1^-$ et $J^\eta(\pi^+\pi^-\pi^0) = 0^-$.

On définit alors *l'angle de Dalitz* θ_D de la façon suivante : dans la désintégration du ω en trois pions, $\omega \rightarrow \pi_1\pi_2\pi_3$ on se place dans le système formé par deux pions $\{\pi_2\pi_3\}$. L'angle de Dalitz est alors l'angle entre la direction de vol de π_1 dans le référentiel du ω et la direction de vol de π_2 ou π_3 dans le centre de masse de $\{\pi_2\pi_3\}$.

Dans la désintégration en trois corps $\omega \rightarrow \pi_1\pi_2\pi_3$, on considère π_1 et le système des deux pions restants $\pi_2\pi_3$, on se ramène ainsi à un problème à deux corps : à présent $P_1 = \pi_1$ et $P_2 = \pi_2\pi_3$. On note θ_D l'angle entre l'impulsion de π_1 dans le référentiel du ω et l'impulsion du $\pi_{2/3}$ dans le référentiel du système $\pi_2\pi_3$.

On note L le moment cinétique orbital entre π_1 et $\pi_2\pi_3$, et l le moment cinétique orbital entre π_2 et π_3 . Le spin des pions étant nul, le moment cinétique total J , de norme 1, s'écrit alors $J=L+l$ avec:

$$|L - l| \leq |J| = 1 \leq |L + l| \quad (\text{E.3.1})$$

La désintégration du ω en $\pi^+\pi^-\pi^0$ est due à l'interaction forte, il y a donc conservation de la parité η , d'où $l + L$ doit être pair. On trouve ainsi que $L = l$ et $L \geq 1$, considérons $l = L = 1$.

Les mésons \bar{B}^0 et D^0 étant des particules pseudo-scalaires, la projection m_J de J doit être nulle. En notant m_l et m_L les projections respectives de l et L , la décomposition du ket $|J = 1, m_J = 0\rangle$ avec les coefficients de Clebsch-Gordan donne:

$$|J = 1, m_J = 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|L = 1, m_L = 1\rangle \otimes |l = 1, m_l = -1\rangle - |L = 1, m_L = -1\rangle \otimes |l = 1, m_l = 1\rangle\} \quad (\text{E.3.2})$$

La probabilité d'émission de π_1 dans la direction (θ, ϕ) est alors:

$$\begin{aligned} P(\theta_D, \phi) &= \sum_{m_l=-L}^{m_l=L} |\langle \theta_D, \phi | L = 1, m_l | J = 1, m_J = 0 \rangle|^2 \\ P(\theta_D, \phi) &= \frac{1}{2}\{|Y_1^1|^2 - |Y_1^{-1}|^2\} \end{aligned} \quad (\text{E.3.3})$$

avec $Y_1^1 = -Y_1^{-1*} = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin(\theta_D) e^{i\phi}$. On trouve ainsi $P(\theta_D, \phi) \propto \sin(\theta_D)^2$, la figure 3.57 page 153 donne la distribution angulaire des événements $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, simulés par *MC*, en fonction de $\cos(\theta_D)$, on observe bien une distribution en \sin^2 .

E.4 L'angle d'hélicité θ_N dans la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$:

On définit l'angle d'hélicité θ_N comme l'angle entre la normale au plan de désintégration du ω en trois pions, et la direction de vol du B dans le référentiel du ω [130]. La désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$ est du type: $S \rightarrow S + V$. Par conservation de l'hélicité, l'état du méson ω s'écrivant $|J, M\rangle = |1, 0\rangle$:

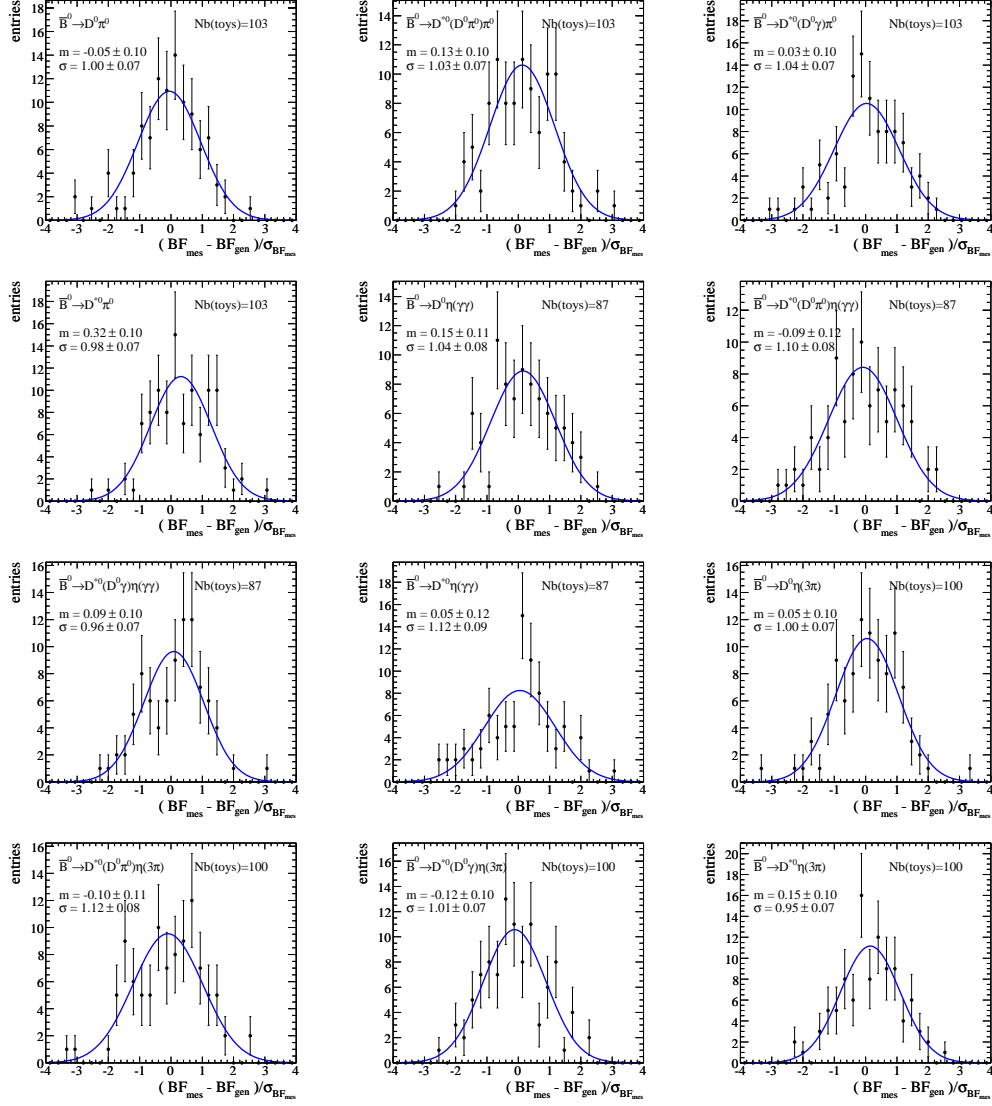
$$|J, M\rangle_B = |J, M\rangle_D + |J, M\rangle_\omega \quad ; \quad |0, 0\rangle_B = |0, 0\rangle_D + |1, 0\rangle_\omega \quad (\text{E.4.1})$$

On en dérive la distribution angulaire des événements $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \omega$: $\mathcal{P}(\theta, \phi) \propto |Y_1^0|^2$, soit $\cos(\theta)^2$.

Annexe F

Distributions des pulls

Les figures F.1 et F.2 donnent les distributions du pull $(\mathcal{BF}_{mes} - \mathcal{BF}_{gen})/\sigma_{mes}$ où $\mathcal{BF}_{mes} \pm \sigma_{mes}$ est la valeur du \mathcal{BF} mesurée dans les échantillons toys (voir la section 4.5) et \mathcal{BF}_{gen} est la valeur du rapport d'embranchement utilisée pour la génération *MC* des événements dans les simulations génériques $B^0\bar{B}^0$. Les modes de désintégration de \bar{B}^0 présentés sont reconstruits en combinant les 4 modes de D^0 .



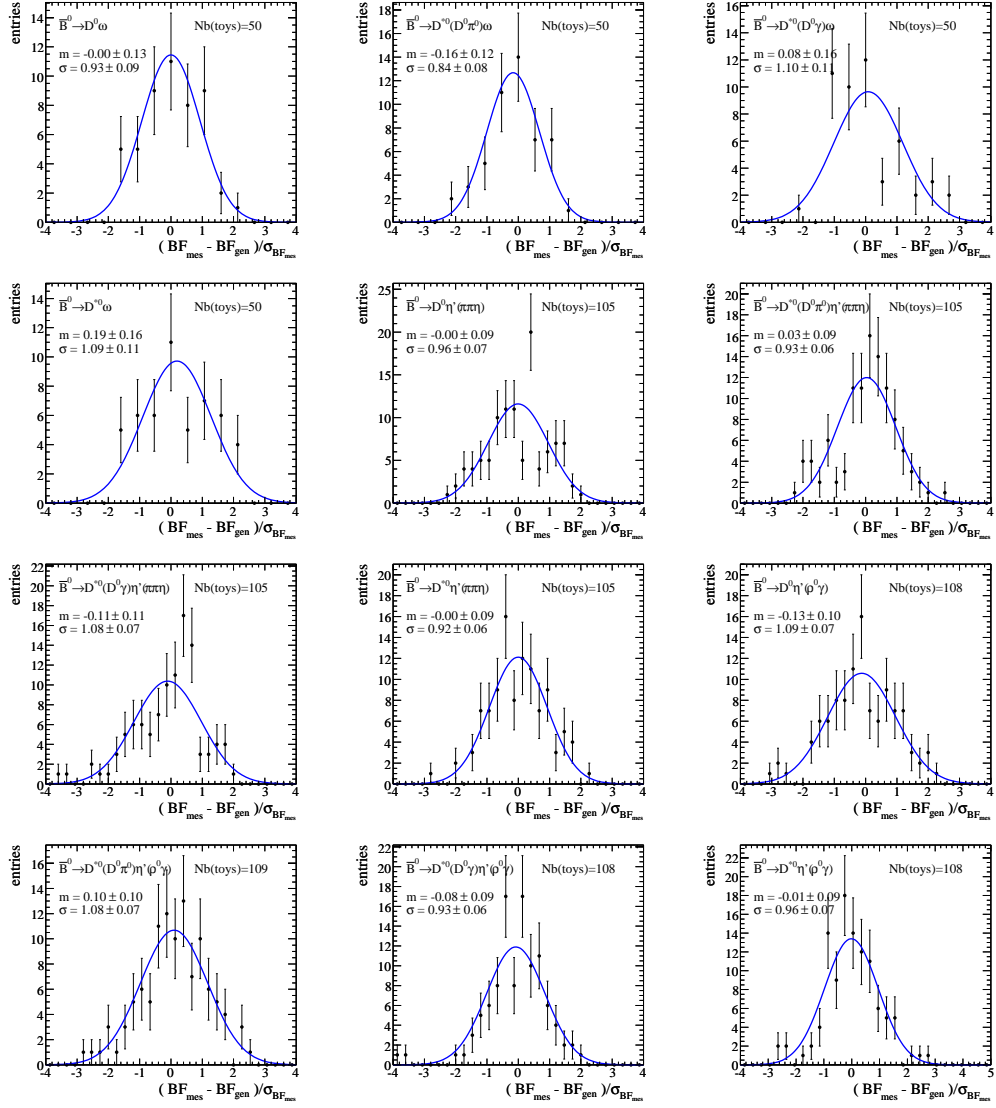


FIG. F.2 – Distributions du pull $(BF_{mes} - BF_{gen})/\sigma_{mes}$. Les quantités m et σ désignent la valeur centrale et la largeur de la Gaussienne ajustée. Il est précisé le nombre d'échantillon toys dans la distribution.

Résumé :

L'expérience *BABAR*, dédiée à la mesure de la violation de la symétrie CP , étudiée à *SLAC* (Stanford, Californie) les désintégrations des mésons B issus de collisions électrons-positons à la résonance $\Upsilon(4S)$. Avec les désintégrations de plus de 454 millions de paires de mésons B enregistrées, *BABAR* a atteint une précision inégalée dans la mesure de la violation de CP . La mesure précise de la violation de CP dans les désintégrations hadroniques nécessite de contrôler les effets dus à l'interaction forte, particulièrement ceux dus à l'échange de gluons de faible énergie dans l'état final (*Final State Interactions*). Or le traitement perturbatif du Lagrangien QCD n'est pas applicable aux processus QCD de faible énergie qui doivent alors être décrits par un modèle.

L'objet de cette thèse est la mesure du rapport d'embranchement (\mathcal{BF}) des désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega, \eta'$. Les huit modes ont été reconstruits de façon exclusive ainsi que chacun des 72 modes correspondant aux modes de désintégrations des résonances $D^{(*)0}$ et h^0 . Les rapports d'embranchement calculés avec 454×10^6 paires $B\bar{B}$ sont : $\mathcal{BF}(D^0 \pi^0) = (2,78 \pm 0,08 \pm 0,20) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^0 \omega) = (2,77 \pm 0,13 \pm 0,22) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^0 \eta) = (2,41 \pm 0,09 \pm 0,17) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^0 \eta') = (1,38 \pm 0,12 \pm 0,22) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^{*0} \pi^0) = (2,25 \pm 0,16 \pm 0,24) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^{*0} \eta) = (2,32 \pm 0,13 \pm 0,22) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^{*0} \omega) = (4,30 \pm 0,23 \pm 0,60) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^{*0} \eta') = (1,29 \pm 0,23 \pm 0,23) \times 10^{-4}$, où la première incertitude est statistique et la deuxième est systématique. Ces résultats sont en accord avec les prédictions données par la théorie effective *SCET* (*Soft Collinear Effective Theory*), ainsi que plus marginalement avec le modèle de QCD perturbative *pQCD* (*perturbative QCD*). Le modèle de factorisation est clairement rejeté.

Mots-clés :

BABAR, mésons B , supprimées de couleur, rapport d'embranchement, interaction dans l'état final, factorisation, QCD .

Abstract :

The *BABAR* experiment, dedicated to the measurement of the CP violation and situated at *SLAC* (Stanford, California), studies the decays of B mesons created through electrons-positons collisions on the $\Upsilon(4S)$ resonance. With more than 454 millions of B pairs recorded, *BABAR* has reached an unprecedented high precision in the measurement of CP violation. The precise measurement of CP violation in hadronic decays requires the effects of strong interaction to be under control, especially the exchange of low energy gluons in the final state (*Final State Interactions*). However the perturbative approximation of the QCD Lagrangian is not valid for low energy QCD processes, which must be then described by a model.

The subject of that thesis is the measurement of the branching fractions (\mathcal{BF}) of the color-suppressed decays $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ with $h^0 = \pi^0, \eta, \omega, \eta'$. The eight modes were reconstructed exclusively, so as the 72 modes corresponding to the decay modes of the resonances $D^{(*)0}$ and h^0 . The branching fractions measured with 454×10^6 pairs $B\bar{B}$ are: $\mathcal{BF}(D^0 \pi^0) = (2.78 \pm 0.08 \pm 0.20) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^0 \omega) = (2.77 \pm 0.13 \pm 0.22) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^0 \eta) = (2.41 \pm 0.09 \pm 0.17) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^0 \eta') = (1.38 \pm 0.12 \pm 0.22) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^{*0} \pi^0) = (2.25 \pm 0.16 \pm 0.24) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^{*0} \eta) = (2.32 \pm 0.13 \pm 0.22) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^{*0} \omega) = (4.30 \pm 0.23 \pm 0.60) \times 10^{-4}$, $\mathcal{BF}(D^{*0} \eta') = (1.29 \pm 0.23 \pm 0.23) \times 10^{-4}$, where the first uncertainty is statistical and the second is systematic. These results are in agreement with the predictions given by the effective theory *SCET* (*Soft Collinear Effective Theory*), and marginally with the ones given by the perturbative QCD model *pQCD* (*perturbative QCD*). The factorisation model is clearly rejected.

Keywords :

BABAR, B mesons, color-suppressed, branching fraction, final state interaction, factorization, QCD .

Bibliographie

- [1] L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, Nucl. Phys. **22** 579 (1961).
- [2] A. Salam and J. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys. Lett.**13** 168-171 (1964).
- [3] S. Weinberg, *Model of leptons*, Phys. Rev. Lett.**19**, 1264 (1967).
- [4] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. D**2**, 1285 - 1292 (1970).
- [5] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett.**10**, 531-533 (1963). M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** 652 (1973).
- [6] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, and R. Turlay, *Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson*, Phys. Rev. Lett.**13**, 138 (1964).
- [7] J.J. Aubert *et al.*, *Experimental Observation of a Heavy Particle J* , Phys. Rev. Lett.**33**, 1404 - 1406 (1974).
- [8] J.E. Augustin *et al.*, *Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Lett.**33** 1406-1408 (1974).
- [9] M.L. Perl *et al.*, *Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Lett.**35**, 1489 (1975).
- [10] S.W. Herb *et al.*, *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400 GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett.**39**, 252 (1977). D.C. Hom *et al.*, *Observation of High-Mass Dilepton Pairs in Hadron Collisions at 400 GeV*, Phys. Rev. Lett.**36**, 1236 (1976).
- [11] C.W. Darden *et al.*, *Observation of a narrow resonance at 9.46 GeV in electron - positron annihilations*, Phys. Lett. **B76** (1978) 246.
- [12] D. Andrews *et al.*, Phys. Rev. Lett.**45**, *Observation of a Fourth Upsilon State in e^+e^- Annihilations*, 219 (1980).
- [13] C. Bebek *et al.*, *Evidence for New-Flavor Production at the $\Upsilon(4S)$* , Phys. Rev. Lett.**46**, 84 (1981). K. Chadwick *et al.*, *Decay of b -Flavored Hadrons to Single-Muon and Dimuon Final States*, Phys. Rev. Lett.**46**, 88 (1981).
- [14] S. Behrends *et al.*, *Observation of Exclusive Decay Modes of b -Flavored Mesons*, Phys. Rev. Lett.**50**, 881, (1983)
- [15] Coll. JADE, *Upper limit on beauty lifetime and lower limit on weak mixing angles*, Phys. Lett. **B114**, 71 (1982). Coll. MAC, *Lifetime of Particles Containing b Quarks*, Phys. Rev. Lett.**51**, 1022 (1983). Coll. MARK-II, *Measurement of the Lifetime of Bottom Hadrons*, Phys. Rev. Lett.**51**, 1316 (1983).
- [16] H. Albrecht *et al.*, ARGUS Collaboration, *Reconstruction of B mesons*, Phys. Lett. **B185** (1987) 218.
- [17] H. Albrecht *et al.*, ARGUS Collaboration, *Observation of $B^0 - \bar{B}^0$ mixing*, Phys. Lett. **B192** (1987) 245.
- [18] C. Albajar *et al.*, UA1 Collaboration, *Beauty production at the CERN proton-antiproton collider*, Phys. Lett. **B186** 237 (1987). *Search for $B^0 - \bar{B}^0$ oscillations at the CERN proton-antiproton collider*, , Phys. Lett. **B186** 247 (1987).
- [19] P. Roudeau (Orsay, LAL), *Ten years of b -physics at LEP and elsewhere*, LAL-01-39 (2001), Prepared for 29th International Meeting on Fundamental Physics, Barcelona, 5-9 Feb. 2001.

- [20] D. Buskulic *et al.*, *ALEPH* collaboration, *An Investigation of B_d^0 and B_s^0 oscillation*, Phys. Lett. **B322** 441 (1994). P. Billoir *et al.*, *Measurement of the B_d^0 Oscillation Frequency using Kaons, Leptons and Jet Charge*, DELPHI Internal Note. R. Akers, *OPAL* collaboration, *Measurement of the time dependence of $B^0 - \bar{B}^0$ mixing using a jet charge technique*, Phys. Lett. **B327** 411 (1994). L3 collaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B335** (1994) 542-553.
- [21] V.D. Barger, T. Han, D.V. Nanopoulos, R.J.N. Phillips, *$B^0 - \bar{B}^0$ Oscillations and the Top quark mass*, Phys. Lett. **B194** 312 (1987). MAD/PH/341, MAD/TH/87-12, Apr. 1987. H. Harari, Y. Nir (SLAC), *B-anti-B Mixing and Relations Among Quark Masses, Angles and Phases*, SLAC-PUB-4341, May 1987, Phys. Lett. **B195** 586, 1987. G. Altarelli, P.J. Franzini (CERN), *$B^0 - anti - B^0$ Within and Beyond the Standard Model*, CERN-TH-4745/87, May 1987, Z.Phys.C **37** 271, 1988.
- [22] K. Anikeev *et al.*, *Averages of b-hadron Properties as of Winter 2005*, [arXiv:hep-ex/0505100v1].
- [23] M. Bona *et al.*, UTfit Collaboration, <http://www.utfit.org/>.
- [24] *CDF* Collaboration, A. Abulencia *et al.*, *Observation of $B_s - \bar{B}_s$ Oscillations*, Phys. Rev. Lett.**97**, 242003 (2006), [arXiv:hep-ex/0609040v1].
- [25] J.D. Richman, *Heavy Quark and CP Violation*, Lecture prepared for Les Houches, France, 28 Jul-5 Sept 1997, (Summer School in Theoretical Physics), Session 68: Probing the Standard Model of Particle Interactions.
- [26] I.I. Bigi and A.I. Sanda, *CP violation in heavy flavor decays: Predictions and search strategies*, Nucl. Phys. B **281** (1987) 41.
- [27] R.A. EIchier *et al.*, PR-88-22 PSI Dec 88. D. Hiltin, *The Physics Program of a High-Luminosity Asymmetric B Factory at SLAC*, SLAC-r-353 Oct 89. D. Hiltin, *Feasibility Study for an Asymmetric B Factory Based on PEP*, SLAC-r-352 Oct 89.
- [28] W.-M.Yao *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [29] A.G. Cohen, A. De Rujula and S.L. Glashow, *A Matter-Antimatter Universe?*, Astrophys.J. **495** (1998) 539-549, [arXiv:astro-ph/9707087v2].
- [30] C.L. Bennett *et al.*, *First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results*, Astrophys.J.Suppl. **148** (2003) 1, [arXiv:astro-ph/0302207v3].
- [31] A.D. Sakharov, *Violation of CP invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe*, Pisma Zh. Teor. Fiz., 5:32-35, 1967. V.A. Kuzmin, *CP Violation and baryon asymmetry of the universe*, Pisma Zh. Teor. Fiz., 12:335-337, 1970.
- [32] J.P. Derendinger, *Théorie Quantique des Champs*, eds. Presses polytechniques et universitaires romandes 2001.
- [33] T.D. Lee and C.N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, Phys. Rev.**104** 254 (1956).
- [34] C.S. Wu *et al.*, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. D**105**, 1413 (1957).
- [35] V. Weisskopf and E. Wigner, Z. Phys. **63** (1930) 54; *ibid.* **65** (1930) 18.
- [36] M. Beuthe, *Oscillations of neutrinos and mesons in quantum field theory*, Phys.Rept. **375** (2003) 105-218
- [37] M.E. Peskin and D.V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, eds. Advanced Book Program 1995, P. 707.
- [38] G.C. Branco, L. Lavoura and J.P. Silva, *CP Violation*, eds. Oxford Science Publications 1999.
- [39] A. Hocker (CERN), Z. Ligeti (LBNL, MIT), *CP violation and the CKM matrix*, An. Rev. Nucl. Part. Syst., vol. 56, Issue 1, p.501-567, [arXiv:hep-ph/0605217].
- [40] C. Jarlskog, *Commutator Of The Quark Mass Matrices In The Standard Electroweak Model And A Measure Of Maximal CP Violation*, Phys. Rev. Lett.**55**, 1039, (1985). C. Jarlskog, *A Basis Independent Formulation Of The Connection Between Quark Mass Matrices, CP Violation And Experiment*, Z. Phys. **C29**, 491, (1985). C. Jarlskog, *CP Violation*, eds. C. Jarlskog, World Scientific Singapour (1989).

- [41] L. L. Chau et W; Y. Keung, *Comments On The Parametrization Of The Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett.**53**, 1802, (1984).
- [42] L. Wolfenstein, *Parametrization Of The Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett.**51**, 1945, (1983).
- [43] CKMfitter Group (J. Charles et al.), *CP violation and the CKM matrix: assessing the impact of the asymmetric B factories*, Eur. Phys. Jour. C**41**, 1-131 (2005), [arXiv:hep-ph/0406184], updated results and plots available at: <http://ckmfitter.in2p3.fr>.
- [44] A.J. Buras, M.E. Lautenbacher and G. Ostermaier, *Waiting for the top quark mass, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $B_s^0 \bar{B}_s^0$ mixing, and CP asymmetries in B decays*, Phys. Rev. D**50**, 3433-3446 (1994) [arXiv:hep-ph/9403384v1].
- [45] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Study of time-dependant CP-violating asymmetries and flavor oscillations in neutral B decays at the $\Upsilon(4S)$* , Phys. Rev. D**66**, 032003 (2002).
- [46] BaBar Collaboration, S. T'Jampens, *Etude de la violation de la symétrie CP dans les canaux charmonium- $K^*(892)$ par une analyse angulaire complète dépendante du temps (expérience BABAR)*, (2002) Thèse.
- [47] The BaBar Physics Book, SLAC-R-504, éditeurs P.F.Harrison et H.R.Quinn, (Octobre 1998).
- [48] A. Datta term and D. Home, *Quantum non-separability versus local realism: A new test using the $B^0 \bar{B}^0$ system*, Phys. Lett.A **119** 1, 24 November 1986.
- [49] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Improved Measurement of CP Violation in Neutral B Decays to $c\bar{c}s$* , Phys. Rev. Lett.**99**, 171803 (2007).
- [50] Heavy Flavor Averaging Group (HFAG), E. Barberio et al., [arXiv:hep-ex/0704.3575].
- [51] Y. Grossman and M. P. Worah, *CP asymmetries in B decays with new phydics in decays amplitudes*, Phys. Lett. B**395** 241 (1997).
- [52] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Measurement of the Time-Dependent CP Asymmetry in $B^0 \rightarrow D_{CP}^{(*)0} h^0$ Decays*, Phys. Rev. Lett.**99**, 081801 (2007).
- [53] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Time-integrated and time-dependent angular analyses of $B \rightarrow J/\psi K \pi$: A measurement of $\cos(2\beta)$ with no sign ambiguity from strong phases*, Phys. Rev. D**71**, 032005 (2005).
- [54] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Measurement of the branching fraction and time-dependent CP asymmetry in the decay $B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-} K_s$* , Phys. Rev. D**74**, 091101 (2006).
- [55] BaBar collaboration, B. Aubert et al., *Measurement of the angle β with time-dependant CP asymmetry in $B^0 \rightarrow K^+ K^- K^0$ decays*, [arXiv:hep-ex/070147].
- [56] A. Bondar, T. Gershon and P. Krokovny, *A method to measure ϕ_1 using image with multibody D decay Pages*, Phys. Lett. B**624** 1 (2005).
- [57] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., *Evidence for D^0 -anti- D^0 Mixing*, SLAC-PUB-12385, BABAR-PUB-07-019, Phys. Rev. Lett.**98**, 211802 (2007), [arXiv:hep-ex/0703020]. Belle Collaboration, M. Staric et al., *Evidence for D^0 -anti- D^0 Mixing*, Belle-CONF-0701, Phys. Rev. Lett.**98**, 211803 (2007), [arXiv:hep-ex/0703036].
- [58] CLEO collaboration, S. Kopp et al., *Dalitz analysis of the decay $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$* , Phys. Rev. D**63**, 092001 (2001). H. Muramatsu et al., Phys. Rev. Lett.**89**, 251802 (2002).
- [59] BABAR collaboration, B. Aubert et al., *Measurement of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Angle gamma in $B^\pm \rightarrow D^{(*)} K^\pm$ Decays with a Dalitz Analysis of $D \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$* , Phys. Rev. Lett.**95**, 121802 (2005).
- [60] Belle Collaboration, P. Krokovny et al., *Measurement of the Quark Mixing Parameter $\cos(2\phi_1)$ Using Time-Dependent Dalitz Analysis of $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(K_s \pi^+ \pi^-) h^0$* , Phys. Rev. Lett.**97**, 081801 (2006).
- [61] BABAR collaboration, *Measurement of $\cos(2\beta)$ in $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ decays with a time-dependant Dalitz plot analysis of $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$* , [arXiv:hep-ex/0607105v1], [arXiv:hep-ex/0708.1544v1].
- [62] J. Schwinger, $\Delta T = \frac{3}{2}$ non leptonic decay, Phys. Rev. Lett.**12**, 630 (1964).
- [63] K. G. Wilson, *Non-Lagrangian Model of Current Algebra*, Phys. Rev. D**179**, 1499 (1969).

- [64] F. J. Gilman and M. B. Wise, *Effective Hamiltonian for $\Delta S = 1$ weak nonleptonic decays in the six-quark model*, Phys. Rev. D **20**, 2392 (1979).
- [65] M. Bauer, B. Stech and M. Wirbel, *Exclusive non-leptonic decays of D^- , D_s^- and B^- mesons*, Z. Phys. C **34** (1987).
- [66] B. Stech, *$|\Delta I| = 1/2$ rule and consequences for D and B decays and ϵ/ϵ'* , Phys. Rev. D **36** 975 (1987).
- [67] C. Reader and N. Isgur, *Factorization and heavy-quark symmetry in hadronic B -meson decays*, Phys. Rev. D **47**, 1007 (1993).
- [68] C. W. Bauer, D. Pirjol and I. W. Stewart, *Soft-Collinear Factorization in Effective Field Theory*, Phys. Rev. D **65** (2002) 054022, [arXiv:hep-ph/0109045].
- [69] A.E. Blechman, S. Mantry and I.W. Stewart, *Heavy quark symmetry in isosinglet non-leptonic B -decays*, Phys. Lett. B **608** 77 (2005).
- [70] D. Fakirov and B. Stech, *F^- and D^- decays*, Nucl.Phys. B **B**, 315 (1978).
- [71] Belle Collaboration, M. Iwabuchi *et al.*, *Search for $B^+ \rightarrow D^{*+}\pi^0$* , [arXiv:hep-ex/0804083v1] (2008).
- [72] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert and C. T. Sachradja, Nucl. Phys. B **591**, 313 (2000), [arXiv:hep-ph/0006124].
- [73] M. Neubert and B. Stech, in *Heavy Flavours II*, eds. A.J. Buras and M. Lindner (World Scientific, Singapore, 1998), p. 294, [arXiv:hep-ph/9705292].
- [74] M. Neubert and A.A. Petrov, *Comments on Color-Suppressed Hadronic B Decays*, Phys. Lett. B **519**, 50 (2001), [arXiv:hep-ph/0108103].
- [75] J.L. Rosner, *Large final-state phases in heavy meson decays*, Phys. Rev. D **60** , 074028 (1999).
- [76] A. Deandrea and A.D. Polosa, *\bar{B}^0 decays to $D^{(*)0}\eta$ and $D^{(*)0}\eta'$* , Eur. Phys. Jour. C **22**, 677 (2002).
- [77] A. Deandrea, N. Di Bartolomeo, R. Gatto and G. Nardulli, *Two body non-leptonic decays of B and B_s mesons*, Phys. Lett. B **318**, 549 (1993). A. Deandrea, N. Di Bartolomeo, R. Gatto, F. Feruglio and G. Nardulli, *Penguin contributions to rates and CP asymmetries in non-leptonic B -decays Possible experimental procedures and estimates*, Phys. Lett. B **320**, 170 (1994).
- [78] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov, *Light Quarks And The Origin of $\Delta I = 1/2$ Rule In The Nonleptonic Decays Of Strange Particles*, Nucl.Phys. B **120**, 316, (1977).
- [79] H.Y. Cheng and K.C. Yang, *Updated analysis of a_1 and a_2 in hadronic two-body decays of B mesons*, Phys. Rev. D **59**, 092004 (1999).
- [80] K. Honscheid, K.R. Schubert and R. Waldi, *The semileptonic decay fraction of B mesons in the light of interfering amplitudes*, Z. Phys. C **63**, 117 (1994).
- [81] CLEO Collaboration, T. E. Coan *et al.*, *Observation of $B^0 \rightarrow D^0\pi^0$ and $B^0 \rightarrow D^{*0}\pi^0$* , Phys. Rev. Lett. **88**, 062001 (2002), [arXiv:hep-ex/0110055].
- [82] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Measurement of branching fractions of color-suppressed decays of the B^0 meson to $D^{*0}\pi^0$, $D^{*0}\eta$, $D^{*0}\omega$ and $D^0\eta$* , Phys. Rev. D **69**, 032004 (2004).
- [83] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Dalitz Plot Analysis of the Decay $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$* , [arXiv:hep-ex/0711.4417v1], (2007).
- [84] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, *Observation of the Color-Suppressed Decay $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$* , Phys. Rev. Lett. **88** 052002 (2002).
- [85] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, *Study of $B^0 \rightarrow D^{*0}\pi^+\pi^-$ decays* [arXiv:hep-ex/0412072], (2004).
- [86] Belle Collaboration, J. Schümann *et al.*, Phys. Rev. D **72**, 011103 (2005), *Observation of $B^0 \rightarrow D^0\eta'$ and $B^0 \rightarrow D^{*0}\eta'$* , [arXiv:hep-ex/0501013].
- [87] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, *Improved Measurements of Color-Suppressed Decays $B^0 \rightarrow D^0\pi^0$, $D^0\eta$, $D^0\omega$, $D^{(*)0}\pi^0$, $D^{(*)0}\eta$ and $D^{(*)0}\omega$* , Phys. Rev. D **74**, 092002 (2006), [arXiv:hep-ex/0607029].
- [88] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, (2007), *Study of $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$* , Phys. Rev. D **76**, 012006 (2007) [arXiv:hep-ex/0611054].

- [89] BaBar Collaboration, A. Hicheur, *Etude de la production de η' de haute impulsion dans les désintégrations du méson B dans l'expérience BABAR*, (2003) Thèse.
- [90] H.J. Lipkin, *Troubles with Nonleptonic Charm Decays*, Phys. Rev. Lett. **44**, 710 (1980).
- [91] C-K. Chua, W-S. Hou, and K-C. Yang, *Final state rescattering and color-suppressed $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ decays*, Phys. Rev. D **65**, 096007 (2002).
- [92] J.O. Eeg, A. Hiorth and A.D. Polosa, *Gluonic Mechanism for $B \rightarrow D\eta'$* , Phys. Rev. D **65**, 054030 (2002).
- [93] M. Gronau and D. London, *How to determine all the angles of the unitarity triangle from $B_d^0 \rightarrow DK_s$ and $B_s^0 \rightarrow D\phi$* , Phys. Lett. B **253**, 483 (1991).
- [94] M. Gronau and D. Wyler, *On determining a weak phase from charged B decay asymmetries*, Phys. Lett. B **265**, 172 (1991).
- [95] D. Atwood, I. Dunietz and A. Soni, *Enhanced CP Violation with $B \rightarrow KD^0(\bar{D}^0)$ Modes and Extraction of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Angle γ* , Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997).
- [96] D. Atwood, I. Dunietz and A. Soni, *Improved methods for observing CP violation in $B^\pm \rightarrow KD$ and measuring the CKM phase γ* , Phys. Rev. D **63**, 036005 (2001).
- [97] A. Giri, Y. Grossman, A. Soffer and J. Zupan, *Determining γ using $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ with multi-body D decays*, Phys. Rev. D **68**, 054018 (2003).
- [98] V. Tisserand, *Measurement of the CKM angle ϕ_3/γ* , [hep-ex/07062786]
- [99] M. Gronau, *Improving Bounds on γ in $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ and $B^{\pm,0} \rightarrow DX_s^{\pm,0}$* , Phys. Lett. B **557** (2003), [arXiv:hep-ph/0211282].
- [100] S. Mantry, D. Pirjol and I. W. Stewart, *Strong Phases and Factorization for Color Suppressed Decays* 11 July, 2003, Phys. Rev. D **68** 114009 (2003), MIT-CTP-3370, [arXiv:hep-ph/0306254].
- [101] S. Mantry, D. Pirjol and I. W. Stewart, *Factorization and the Soft-Collinear Effective Theory: Color-Suppressed Decays* 12 January 2004, MIT-CTP-3462, [arXiv:hep-ph/0401058].
- [102] B. Aubert *et al.*, *Measurement of the absolute branching fractions $B \rightarrow D\pi$, $D^*\pi$, $D^{**}\pi$ with a missing mass method*, Phys. Rev. D **74**, 111102 (2006).
- [103] B. Aubert *et al.*, *Branching fraction measurement of $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-$ and $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ and isospin analysis of $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\pi$ decays*, Phys. Rev. D **75**, 031101 (2007).
- [104] Y.Y. Keum, T. Kurimoto, H. Li, C.D. Lü and A.I. Sanda, *Nonfactorizable contributions to $B \rightarrow D^* M$ decays*, Phys. Rev. D **69**, 094018 (2004).
- [105] C.D. Lü, *Study of color suppressed modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta^{(\prime)}$* , Phys. Rev. D **68**, 097502 (2003).
- [106] A. Szczepaniak, E.M. Henley, *Perturbative QCD effects in heavy meson decays*, Phys. Lett. B **234** 3 (1990).
- [107] R. Akhouchy, G. Sterman, Y.P. Yao, *Exclusive semileptonic decays of B mesons into light mesons*, Phys. Rev. D **50**, 358 (1994).
- [108] H. Li, *Applicability of perturbative QCD to $B \rightarrow D$ decays*, Phys. Rev. D **52**, 3958 (1995).
- [109] P. Oddone, in *Proceedings of the UCLA Workshop: Linear Collide $B\bar{B}$ Factory Conceptual Design*, edited by D. Stork, World Scientific (1987), p.243.
- [110] J. Seeman *et al.*, *The PEP-II Storage Rings*, SLAC-PUB-8786 (2001), submitted to Nucl. Instr. and Methods.
- [111] J. Seeman *et al.*, *Status Report on PEP-II Performance, Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2000)*, Vienna, Austria (2000).
- [112] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sec. A **479**, 1 (2002).
- [113] BaBar Collaboration, P. Robbe, *Etude des désintégrations doublement charmées des mésons B avec l'expérience BABAR à SLAC*, (2002) Thèse.
- [114] BaBar Collaboration, F. Couderc, *Etude de la production de charme dans les désintégrations des mésons beaux avec l'expérience BABAR*, (2005) Thèse.
- [115] BaBar Collaboration, M. Baak, *Measurement of CKM -angle γ with charmed B^0 meson decays*, (2007) Thèse.

- [116] W. Blum and L. Roland, *Particle Detection with Drift Chambers*, ed. Springer-Verlag 1994.
- [117] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Observation of CP Violation in $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ and $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$* , Phys. Rev. Lett.**99** 021603 (2007), *Direct CP Violating Asymmetry in $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ Decays*, Phys. Rev. Lett.**93** 131801 (2004).
- [118] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Search for $b \rightarrow u$ transitions in $B^- \rightarrow D^0 K^-$ and $B^- \rightarrow D^{*0} K^-$* , Phys. Rev. D**72** 032004 (2005).
- [119] ARGUS Collaboration, A. Drescher *et al.*, *The argus electron-photon calorimeter*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **237**, 4674 (1985).
- [120] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Study of Inclusive Production of Charmonium Mesons in B Decays*, Phys. Rev. D**67**, 032002 (2003).
- [121] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **462**, 152 (2001).
- [122] GEANT4 Collaboration, V. N. Ivanchenko *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **494**, 514 (2002). GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, *ibid.* **506**, 250 (2003).
- [123] BABAR Analysis Document N°870, *A Measurement of π^0 Efficiency Using $\tau \rightarrow \rho\nu$ and $\tau \rightarrow \pi\nu$ Decays*.
- [124] Rene Brun and Fons Rademakers, *ROOT, An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A **389** (1997) 81-86. See also <http://root.cern.ch/>. ROOT User's Guide v5.16, <http://root.cern.ch/root/doc/RootDoc.html>, 16 Jul. 2007.
- [125] Collaboration E691, J.C. ANJOS *et al.*, *A Dalitz plot analysis of $D \rightarrow K\pi\pi$ decays*, Phys. Rev. D**48** (1993), 56.
- [126] CLEO Collaboration, S. Kopp *et al.*, *Dalitz analysis of the decay $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$* , Phys. Rev. D**63** 092001 (2001).
- [127] C.H. Cheng, *Dalitz distribution function for $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$* , <http://www.slac.stanford.edu/~chcheng/talk/kpipi0DalitzFunc>, 8 Juin 2000.
- [128] G. C. Fox and S. Wolfram, *Observables for the Analysis of Event Shapes in e^+e^- Annihilation and Other Processes*, Phys. Rev. Lett.**41**, 1581 (1978).
- [129] A. Höcker, J. Stelzer, F. Tegenfeldt, H. Voss, K. Voss, *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*, CERN-OPEN-2007-007, [arXiv:hep-physics/0703039]. <http://tmva.sourceforge.net/>, 22 Jan. 2008.
- [130] S.M. Berman and M. Jacob, *Systematics of Angular and Polarization Distributions in Three-Body Decays*, Phys. Rev.**139**, B1023 - B1038 (1965).
- [131] J.L. Rosner, *Determination of pseudoscalar-charmed-meson decay constants from B-meson decays*, Phys. Rev. D**42**, 3732 (1990). M. Neubert, *Model-independent extraction of V_{cb} from semi-leptonic decays*, Phys. Lett. B**264**, 455 (1991). G. Kramer, T. Mannel et W.F. Palmer, Z. Phys. C **55**, 497 (1992). J.D. Richman dans *Probing the Standard Model of Particle Interactions*, edité par R. Gupta, A. Morel, E. de Rafael et F. David (Elsevier, Amsterdam, 1999), P. 640. J.G. Körner et Gary R. Goldstein, *Quark and particle helicities in hadronic charmed particle decays*, Phys. Lett. B**89**, 105 (1979).
- [132] CLEO Collaboration, G. Bonvicini *et al.*, CLEO CONF 98-23, ICHEP98 852, *Proceedings of XXIV ICHEP, Vancouver, 1998*.
- [133] CLEO Collaboration, S.E. Csorna *et al.*, *Measurements of the branching fractions and helicity amplitudes in $B \rightarrow D^*\rho$ decays*, Phys. Rev. D**67**, 112002 (2003).
- [134] Questions Submitted to the CDF Statistics Committee, [http : //www - cdf.fnal.gov/physics/statistics/statisticsfaq.html](http://www-cdf.fnal.gov/physics/statistics/statisticsfaq.html), 27 mai 2008.
- [135] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Measurement of the branching fraction and polarization for the decay $B^- \rightarrow D^{*0} K^{*-}$* , Phys. Rev. Lett.**92** (2004) 141801 [arXiv:hep-ex/0308057].
- [136] BABAR Analysis Document N°765, *Study of the effect of the EMC energy scale on physics analysis*.
- [137] A. Bukin, *Monte-Carlo Energy Resolution Study*, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Organization/CollabMtgs/2003/detJuly2003/Tues3a/bukin.ps>

- [138] R.A. Fisher, *The use of multiple measurements in taxonomy problems*. Annals of Eugenics 7 (1936), pp. 179,188.
- [139] W. McCulloch and W. Pitts, *A Logical Calculus of Ideas Immanent in Nervous Activity*, Bulletin of Mathematical Biophysics (1943) 5:115-133.